多様性を観る

２016．３．２ 16:30- 名古屋大学IB105

改めて自己紹介

- 私、生まれも育ちも　甲州西郡青柳村（南巨摩郡富士川町）です.　　標高　約250m

  釜無川と笛吹川が合流し富士川

  （約300mの範囲で生活）
- 峡南幼稚園(1956-1959)
- 増穂小学校(1959-1965)(700m)　　伊勢湾台風：富士川の逆流
- 増穂中学校(1965-1968)

  私小説家：熊王徳平　芥川賞・直木賞候補者、狐と狸（東宝）

- 甲府南高校（6期、学校群制度1年度）

  計算科学：　城之内（後輩）

  甲府一高：　計算科学

  藤井孝蔵、渡辺好夫（1学年上）、押山淳

https://www.google.co.jp/intl/ja/earth/

教養時代　(国立大の学費12000円/年)

- オリエンテータ：早野龍五（東大）と千葉順正（理科大）
- 大部分の時間を過ごした場所：学生会館　（生協の北）
- 　中国研究会

　有江(横国大経済）、京藤(明治学院大法学）、中山(岸本)(お茶大）、

　杉崎(津田塾経済）など

- 　科学史・科学哲学研究会＋学生カリキュラム委員会

　米村（アジア研）、生出（高エネ研）、横山（南山大）、下坂(東洋英和大）、

　植村(群馬女子大）、池田（岩手大）など

新しい科学哲学との出会い

- チェコ・ブラーエ（先生：天動説）とケプラー（弟子：地動説）が太陽が現れるのをみている。
  二人は同じ現象を観ているのだろうか？

観測の理論負荷性　　　通約不可能性

ハンソン 「科学的発見のパターン」
クーン　「科学革命の構造」　　パラダイム論

ラカトシュ
ファイアベント

(参照） 伊勢田哲治　名古屋大学の授業
http://ocw.nagoya-u.jp/files/45/sp_note07.pdf

ポパー
ウィナー　サイバネチックス

駒場の喧騒をはなれ：
少人数講義（週1回学バスで本郷に）
高見（41-42），桑原（邦）(28-29)，石井(18-19)etc

■ 第四　物理の散歩道（1969）
　　　　ロゲルギスト（磯部，今井，大川，木下，近藤，高橋，近角）

第一部

芝生の雑草抜き／交通安全の考え方／千鳥格子の謎解き／ジャンプの踏切り／青空に空いている孔

第二部

ブーメランはなぜ戻る？／星はなぜ星形にみえるか／水玉の物理／SF映画鑑賞法／戦後強くなったもの——磁石

第三部

ウサギ追いは山をみない／理解の形式／不規則なものの効用／科学放送——ラジオとテレビ／カネオクレタノム

玉露の入れ方、御殿下運動場でのブーメランの実験

理学部物理学科

- 物理のチューター教員：飯田修一　　スピンの古典的解釈を説く

同じチューターの一つ下の後輩：　雪田修一（法政大・情報）

彼の実験の相手が吉岡斉（九州大）

その前が村上（松島）紀佐（富山大）　　今田（東大）

物理数学：　高橋秀俊（演算子法に凝っていた）　その他2つの講義

物理数学演習：　岡林孝郎、小柳義夫

後藤英一（LISP)

流体力学、弾性体：　今井功

今井、高橋（ロゲルギスト）が寺田寅彦の最後の講義を聴いた世代

60歳定年（入澤達吉）

その他

ＰＯＣというサークル（お茶大物理と）　有光（上田）直子（横国大）など

ロ一マクラブ　レポートの議論など　　　ソフトエネルギーパス

情報関係に進んだ同級生　平木敬、田中二郎

- 学生カリキュラム委員会

  高橋栄一（東工大）

  加藤和也（シカゴ大），高橋正樹(日大）、大隅良典（東工大）などのいろんな学科に出入り

- ランダウの流体力学の勉強　（気象の研究室進学の人たちと）

  新野、中澤（哲）、中村（晃）

1975年東京大学理学部物理学科大学院（36000円/年）

- １９７５－８０年頃の橋本研セミナー（月曜　午前11時-午後7時）
- Lecture
- Talk
- Research
- 輪講

- 出席者

（今井(60)），橋本(48)，吉沢(32)（助手），成瀬(生研)(50+?)，高見(45)，桑原(32)（邦），桑原（真）(44)(すぐ名古屋大）,神部(34)（後期から）,仲谷（宇宙研）,高木（隆）(33)（農工大）,大島（裕）（お茶大）,徳田（宇都宮大）,松信,川口（慶応）,小沢（鉄道総研）など

<院生>金(30+?),金田、佐野、篠原(26)、青木（平山）(23)、石井(22)

その後、橋本研，高見研（河村,堀内），吉澤研の院生、IHIのときの後藤俊幸、前田（鉄道総研）などが参加

例:1976.11.15:　I.　Lecture Naruse　　　　　II . Talk Hasimoto, 11/1

~~A.M. II~~ I. Lecture by H. Naruse

A.M. II

全領域で有効な解

外部解 + 内部解 — 共通領域で全ての解

特異摂動法

(ref.) ○ M. Von Dyke ; Perturbation methods in Fluid mechanics (Academic Press 1964)

○ J. D. Col ; Perturbations in APPlied Mathematics

○ A. Nayfeh ; Perturbation Method (John Wiley & 1973)

今井功

L. Rosenhead ; Laminar Boundary Layer (Oxford 1963)

Happel & Brenner ;

才2章 2次元物体のまわりのおそい流れ

2.1 Navier - Stokes eq. と Stokes eq.

$$\frac{\partial \mathbf{q}^*}{\partial t} + (\mathbf{q}^* \cdot \nabla)\mathbf{q}^* = -\frac{1}{\rho}\nabla p^* + \frac{\mu}{\rho}\Delta \mathbf{q}^*$$

$$\nabla \mathbf{q}^* = 0$$

ρ : density $\mathbf{q}^*$: vel. vector p^* : Pressure

μ : viscosity

一般には $\mathbf{q}^* \nabla \mathbf{q}^* - \nabla\left(\frac{q^{*2}}{2}\right) - \mathbf{q}^* \times \mathrm{rot}\, \mathbf{q}^*$

$Re = l U \rho / \mu$

II Talk by H. Hasimoto

Solitons and the Motion of Herical curves

G.L. Lamb Jr

Phy. Rev. Letters 37 (1976) 235 - 237

$x = x(\rho, t)$ 太さ cross section は neglect

$\dot{x} = \kappa\, b$

κ ; ~~curva~~ curvature

$\kappa(\rho, t)$

"数理と現象" 応用物理 1937. 4

$\psi = \kappa\, e^{i\int_0^\rho \tau\, d\rho}$

τ torsion

$$\frac{1}{i}\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{2}(|\psi|^2 + A)\psi$$

微分幾何

Frenet - Serret

$x(s)$ $\prime : \frac{\partial}{\partial s}$

$x'_s(s) = t$

11/22

II Talk by K. Ishii

A = 粒子の相対的な diffusivity

B concentration に gradient がある時の力

Batchelor J.F.M 74 (1976) pp. 1-29

I Talk by T. Kambe

Unsteady motion of a (flexible) plate

Swimming of a waving plate

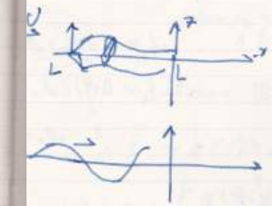
T. Yao-Tsu Wu J.F.M 10 (1961) pp. 321-344

Air foil Theory for Non-Uniform motion

Th. Von Kármán & R. Sears

J. of the Aeronautical Science vol. 5 No 10 379-390 (1938)

鳥 — flutter → 動物



Slender-body (Lighthill)

魚 $R_e \sim \frac{UL}{\nu} \gtrsim 10^5$

Inviscid

Incompressible

" Kármán & Burgers (1934)

" Kussner & Schwarz (1940)

" Nekrasov

" Aerodynamic Theory vol. 2 (ed. by Durand)

今井先生最終講義

夏の学校

後の
名古屋大学
グループ

橋本研究室（1975(4)-)

- 桑原信二先生が　二宮先生(情報工学専攻に移られた？）の後の

名古屋大工学部工業数学共通講座に（金田さんは一年から二年あと）

- 大学院に入って橋本先生いわれたこと

「今の人は大変ですね。大学を出ても給料がもらえず、学費を払わなくていけない。」

橋本英典先生がテラカン応用編の特殊摂動法（観たいスケールを導入して展開）

WKB法とPLK法を書いたのは20代の時

12月になったので、自分で研究をしてみることにした。

遅い流れの中に置かれた球群の周りのながれ（ストークス流：線形）

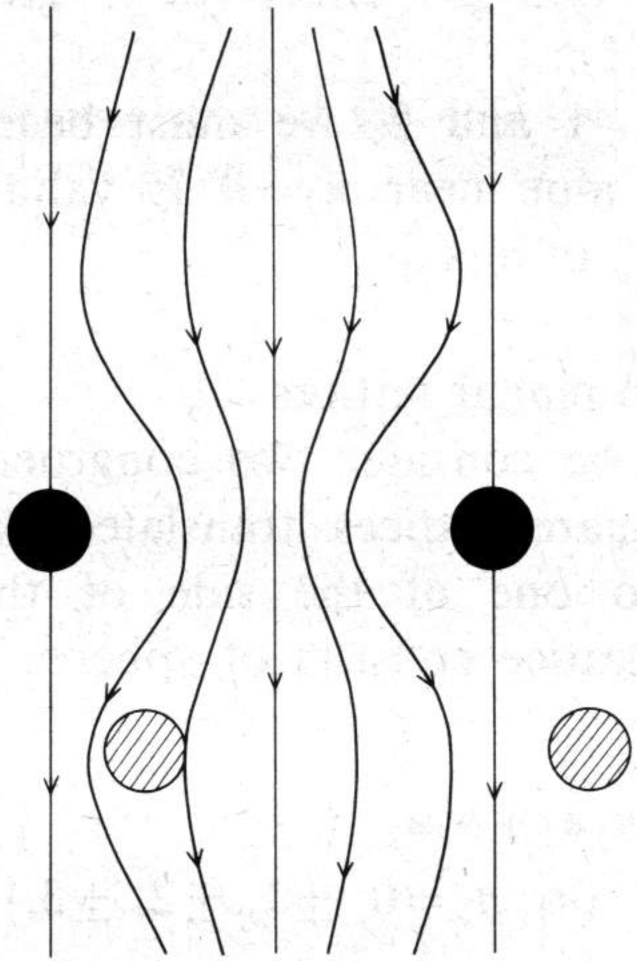


Fig. 6. Streamlines for streaming flow past two spheres.

JOURNAL OF THE PHYSICAL SOCIETY OF JAPAN, Vol. 46, No. 2, FEBRUARY, 1979

Viscous Flow past Multiple Planar Arrays of Small Spheres

Katsuya ISHII

Department of Physics, Faculty of Science, The University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113

(Received July 17, 1978)

M1の12月、友達から聞かれたことを基に1-2週間で解いた演習問題。

周期的に置かれた球で出来た膜に働く力

解析的な近似解（橋本先生は、全領域に球があるので一様な力を考えたが、流れに垂直な膜にあるデルタ関数の力を使用）

$$\frac{\mathbf{F}_0^0}{6\pi\mu a} = \mathbf{U}_0 + \delta\mathbf{U}, \quad \delta\mathbf{U} = \left[\sum_\alpha \mathbf{U}^\alpha + \frac{1}{8\pi\mu}\left(\frac{\mathbf{F}_0^0}{r} + \frac{\mathbf{F}_0^0\cdot\mathbf{r}}{r^3}\mathbf{r}\right)\right]_{\mathbf{r}=\mathbf{0}}. \tag{2.10}$$

We obtain a similar expression for any $\mathbf{F}_n^\alpha$. Our task is to solve these equations successively. The leading term of $\mathbf{F}_n^\alpha$ is $[\mathbf{F}_n^\alpha]^0 = 6\pi\mu a\mathbf{U}_0$. Since it is independent of α and n, the next term $[\mathbf{F}_0^0]^1$ is obtained by making use of eq. (2.4);

$$[\mathbf{F}_0^0]^1 = 6\pi\mu a\delta\mathbf{U}^{(1)}, \tag{2.11}$$

where

$$\delta\mathbf{U}_i^{(1)} = -\frac{[F_0^0]^0}{4\pi\mu}\left[\sum_\alpha \delta_{i3}S_1^\alpha - \sum_\alpha \frac{\partial^2 S_2^\alpha}{\partial x_3 \partial x_i} - \frac{\delta_{i3}}{r} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 r}{\partial x_3 \partial x_i}\right]_{\mathbf{r}=\mathbf{0}}.$$

$$S_1 = \frac{1}{\pi\tau_0}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}k \sum_{l_1,l_2}{}' \frac{1}{l^2}\exp\left(-2\pi i\boldsymbol{l}\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{a}_3)\right), \tag{2.6}$$

$$S_2 = -\frac{1}{4\pi^3\tau_0}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}k \sum_{l_1,l_2}{}' \frac{1}{l^4} \times \exp\left(-2\pi i\boldsymbol{l}\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{a}_3)\right), \tag{2.7}$$

近似

$$S_1^0 = \frac{1}{r} + c^0 + O(r^2/\beta^{3/2}),$$

$$c^0 = -2/\sqrt{\beta} - 2\sqrt{\beta}/\tau_0 + \frac{1}{\sqrt{\beta}}\sum_n{}' \phi_{-1/2}\left(\frac{\pi|\mathbf{r}_n^0|^2}{\beta}\right) + \frac{2\pi}{\tau_0}|z| + \beta/\tau_0 \sum_n{}' A_n$$

$$\frac{\partial^2 S_2^0}{\partial x_3 \partial x_i} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 r}{\partial x_3 \partial x_i} + c_{i3}^0 + O(r^2/\beta^{3/2}), \quad c_{i3}^0 = \delta_{i3}\left(\frac{1}{2}c^0 + \pi|z|/\tau_0\right),$$

where β is an arbitrary parameter with the dimension of $(\text{Length})^2$,

$$\tau_0 = |\mathbf{a}_1^0 \times \mathbf{a}_2^0|, \quad \phi_\nu = \int_1^\infty \xi^\nu \, e^{-\xi x} \, d\xi, \quad A_n = \int_{-\infty}^{\infty} dk \, \phi_0(\pi\beta n^2) = \frac{1}{\beta|\boldsymbol{q}_n|} \mathit{erfc}\,(\sqrt{\pi\beta}|\boldsymbol{q}_n|),$$

erfc denoting the complementary error function. Finally, we obtain

$$[F_0^0]_i/6\pi\mu a U_0 = \delta_{i3} + \frac{3}{2}a(c\delta_{i3} - c_{i3}) + O(a^2/\beta),$$

$$c = -c^0 - \sum_\alpha{}' S_1^\alpha, \quad c_{i3} = -c_{i3}^0 - \sum_\alpha{}' \frac{\partial S_2^\alpha}{\partial x_i \partial x_3},$$

半空間に広がる各層の球に働く力

n_0	C (S.C.L.)	C (B.C.L.)	C (F.C.L.)
1	2.88124	3.2822	4.3608
2	2.83743	3.6807	4.5907
3	2.83728	3.6369	4.5847
4	2.83728_7	3.6393	4.5848_{14}
5		3.6391_9	4.5848_{09}
6		3.6392_0	4.5848_{09}
7		3.6392_0	4.5848_{08}
values for infinite lattices (by H. Hasimoto 1959)	2.8373	3.639_2	4.584_8

力を認めるだけでなく、流線も求めた流れの蛇行（$\Delta^2 u = 0$の解）

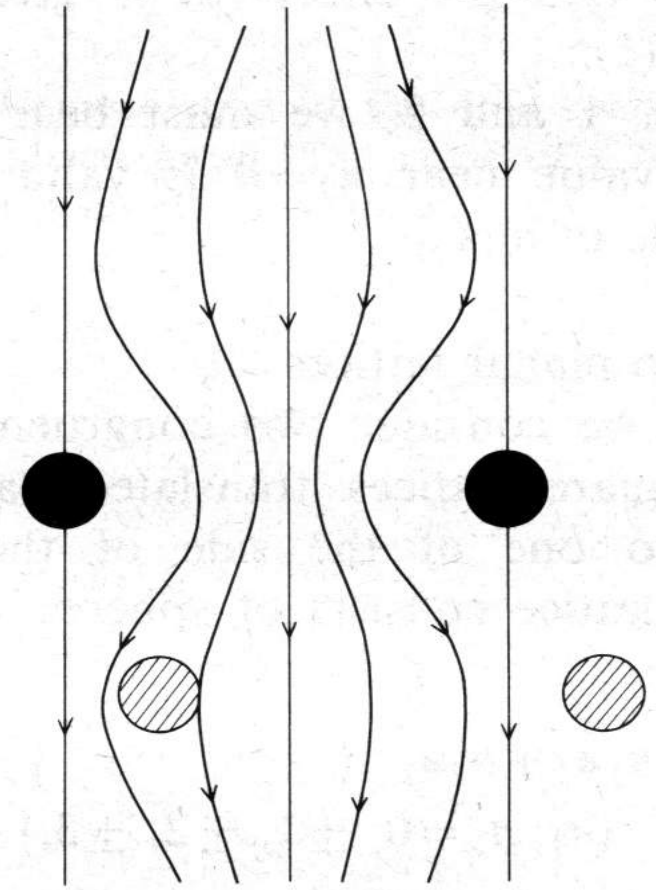


Fig. 6. Streamlines for streaming flow past two spheres.

博士論文：
鉛直円管の流れ中を落ちる粒子の位置

- 血管中で赤血球は，管の中心でも壁よりでもない位置に多く見つけられる．これは，

  変形するため

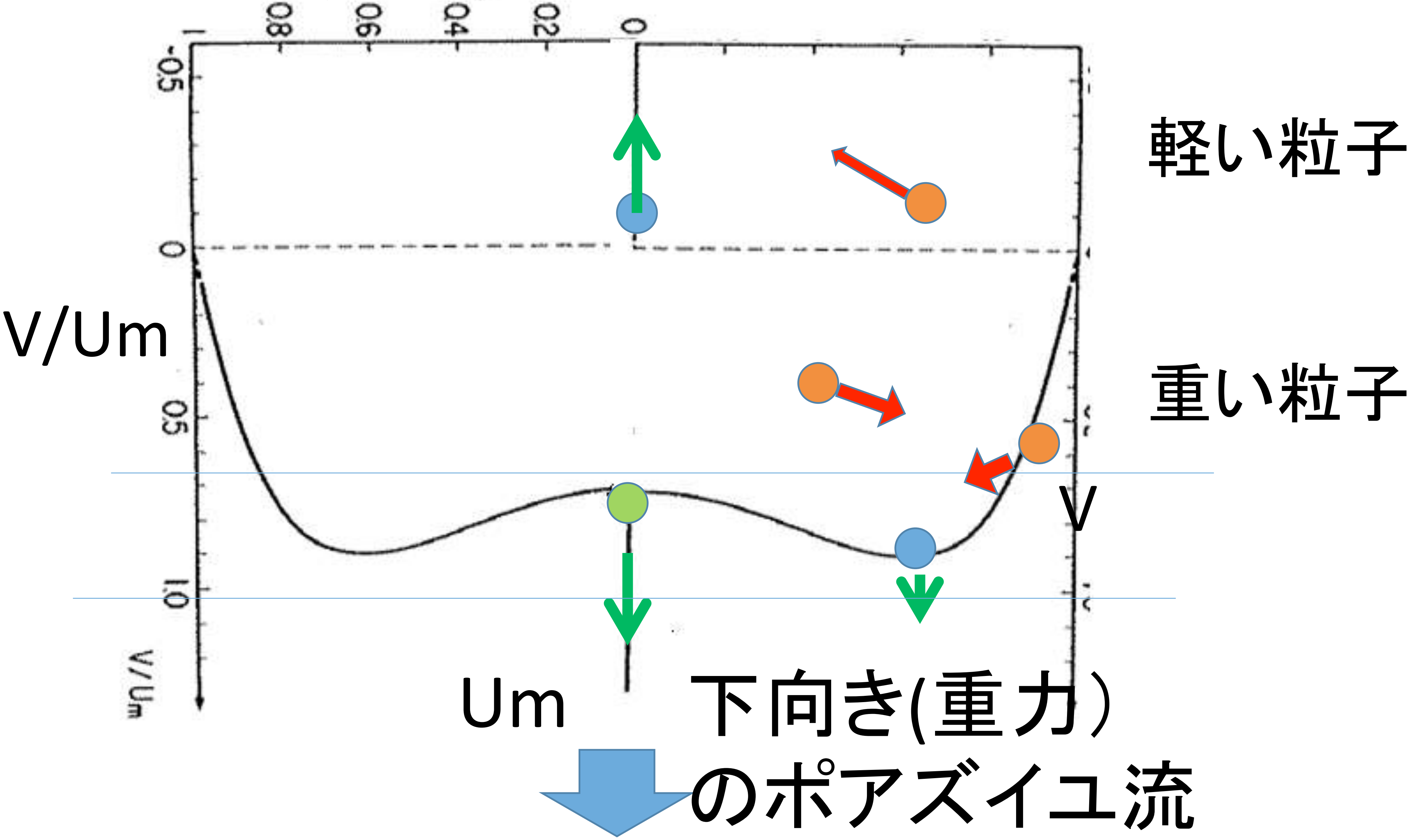
  流れが非線形（球の前と後ろで流れが異なる）のため

  血液の非ニュートン性（水あめ的な性質）のため

  ?

非線形の影響を考慮，　外部解からの跳ね返えりは無視できる

球体粒子の安定な位置



解析解の形

$$\tilde{\phi}_G = -\frac{1}{2\pi^2}\sum \frac{K_n(\lambda)}{I_n(\lambda)} I_n(\lambda r_0) I_n(\lambda r) \cos n\theta \cos \lambda z,$$

$$\tilde{\phi}_{ij} = \frac{1}{2\pi^2}\sum A_n^{ij}(\lambda, r_0) I_n(\lambda r)\Theta^{ij}(n\theta) Z^{ij}(\lambda z), \quad (i \neq 3)$$

$$\tilde{\phi}_{3j} = 0,$$

where

$$\Theta^{ij}(n\theta) = \begin{cases} \cos n\theta, & (i, j) = (0, 1), (0, 3), (1, 1), (1, 3), (2, 2), \\ \sin n\theta, & \text{otherwise}, \end{cases}$$

$$Z^{ij}(\lambda z) = \begin{cases} \cos \lambda z, & j = 1, 2 \\ \sin \lambda z, & j = 3, \end{cases}$$

Σは　λの積分nの和，力を得るにはさらにrの積分が必要

上の4つの特殊関数（ベッセル関数）I,Kの積等の2重数値積分+和

被積分関数の特異性を調べ、その積分の精度を保つよう数値ライブラリーを作るプログラミング

結局，数値計算

The hydrodynamic interaction of two spheres moving in an unbounded fluid at small but finite Reynolds number

By YUKIO KANEDA†

Department of Nuclear Engineering, Queen Mary College, London E1 4NS

AND KATSUYA ISHII

Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo

$$I = I_3 + I_A + I_B - 4\pi\lambda U_j U_k J^1_{ijk} + 2\pi\epsilon [U_j U_k \{2\lambda J^2_{ijk} + \lambda^2 J^3_{ijk}\} + 2U_j \Omega^B_k \lambda^2 J^4_{ijk}] + O(\epsilon^2), \tag{6.6}$$

where

$$I_A = \lim_{L\to\infty} \int_{L>r>1} \left[U_j - D_{jp}(\mathbf{r})\, h^A_p - D_{jp}\left(\frac{-\mathbf{l}}{\lambda}\right) h^B_p\right] \times T_{kq}(\mathbf{r})\, \Omega^A_q \{D_{ji,k}(\mathbf{r}) + D_{ki,j}(\mathbf{r})\}\, d^3\mathbf{r}, \tag{6.7}$$

$$I_B = -\lim_{L\to\infty} \int_{L>q>\lambda} \left[U_j - D_{jp}\left(\frac{\mathbf{q}}{\lambda}\right) h^B_p - D_{jp}(\mathbf{l})\, h^A_p\right] \times \left[T_{kq}\left(\frac{\mathbf{q}}{\lambda}\right) \Omega^B_q\right] \left[D_{jr,k}\left(\frac{\mathbf{q}}{\lambda}\right) + D_{kr,j}\left(\frac{\mathbf{q}}{\lambda}\right)\right] S_{ri}(\mathbf{l})\, d^3\mathbf{r}, \tag{6.8}$$

$$(2\pi)\, J^m_{ijk} = \lim_{\substack{\delta\to 0\\ L\to\infty}} \int_{\substack{L>\bar{r}>\delta\\ \bar{q}>\lambda\delta}} L^m_{ijk}\, d^3\bar{\mathbf{r}}, \tag{6.9}$$

金田は数値積分，私は数式処理REDUCE-2(Hern1973)で求めた　　　　数式処理も大変

橋本研助手時代の院生

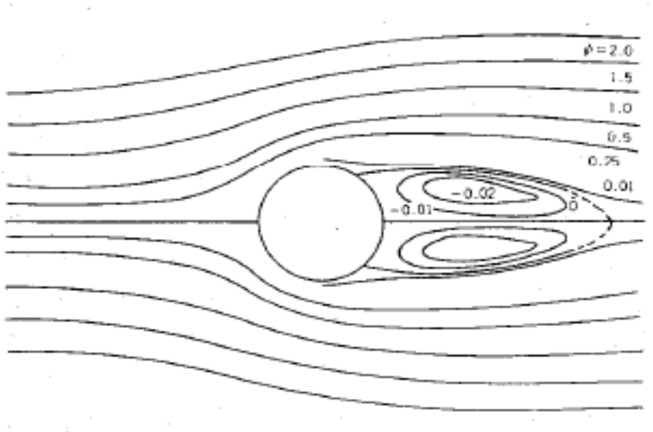
- 崎山雅行　　　　二次元渦糸群の統計的性質
- 楠本叔郎　　　　熱塩対流のパターン

- アラム:　円柱の外を落ちる粒子

- 宮嵜　武:　国立環境研究所　近藤次郎所長(植田, 小森)
- 浅井　朗:　キャノン

- ダバロス:　磁気流体対流
- 木村芳文:　渦糸群
- 福本康秀:　小さい粒子の運動

円柱回りの遅い流れの計算



1953: 川口光年先生は1年半
掛け, 円柱の周りの遅い流れを
手回し計算機で計算(3.6m/hの水流に径4cmの棒)

手回し計算機： 1000回/時間で，1年に200日，毎日5時間計算すると

1年では10^6 = 100万回の計算することができる.

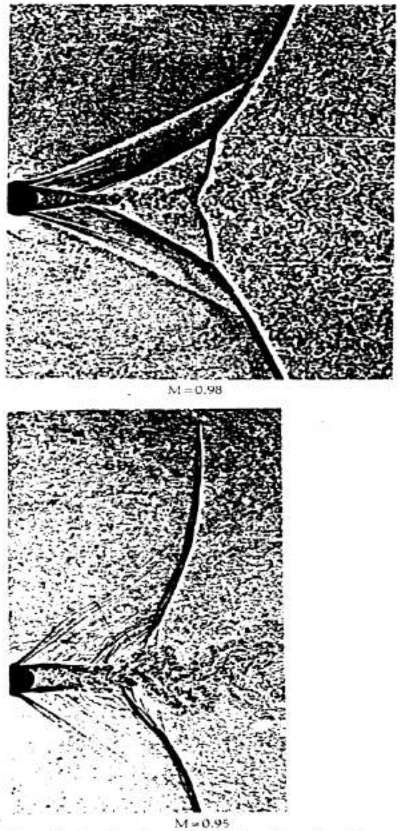
コンピュータシミュレーション: 高見穎郎先生
H. Takami, H.B. Keller
•Steady two-dimensional viscous flow of an incompressible fluid past a circular cylinder
Phys. Fluids, 12 (1969)

二次元渦糸での計算 桑原邦郎

Y.Machida, K.Kuwahara and H.Takami: Numerical Study of Steady Two-Dimensional Flow past a Square Cylinder in a Channel, Journal of the Physical Society of Japan, Vol.38 No.5, 1975.05

数値計算（NASAにいくことになって）

AIAA−84−1631
COMPUTATION OF COMPRESSIBLE FLOW
AROUND A CIRCULAR CYLINDER
K. ISHII AND K. KUWAHARA



M=0.98

M=0.95

Fig 12. Multiple-sparked shadowgraphs
by Dyment et. al.7)

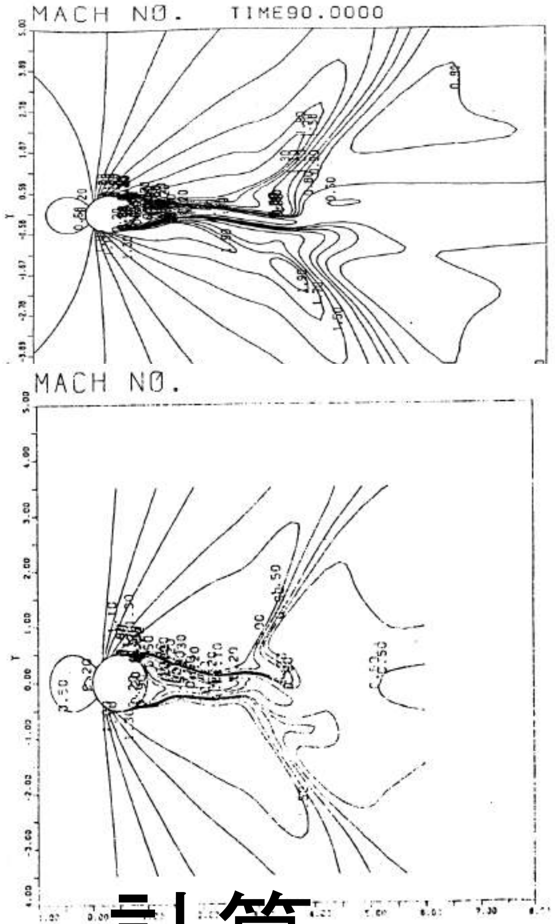


Fig 13. Mach
Re=50

入ってくる流速
音速の0.98

音速の0.95

実験と　　計算

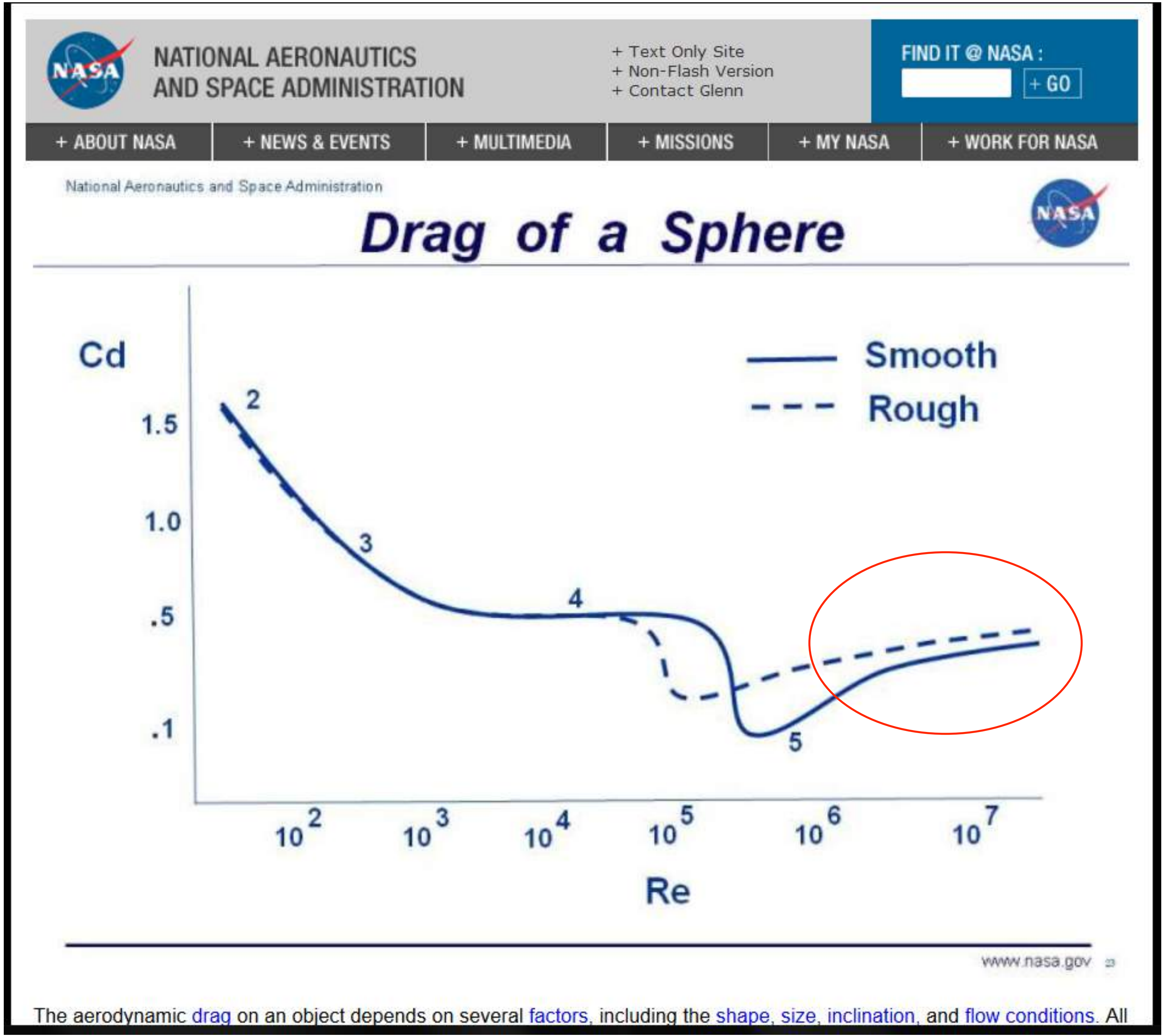
AIAA会議で発表(1984)　snowmass
大島裕子先生、中村佳朗、藤井孝蔵、大林茂

http://www.yatsugatake.co.jp/sale/thing/introduction/

海の口の夏の学校で見つける

野辺山の桑原別荘(西武）での研究会(3か月おきくらい）
井上督，藤井孝蔵，中橋和博，松野謙一，渡辺好夫
堀内潔，河村哲也，姫野龍太郎,帯刀，など，大林

球の抵抗


NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION
+ Text Only Site
+ Non-Flash Version
+ Contact Glenn
FIND IT @ NASA :
+ GO
+ ABOUT NASA
+ NEWS & EVENTS
+ MULTIMEDIA
+ MISSIONS
+ MY NASA
+ WORK FOR NASA
National Aeronautics and Space Administration
Drag of a Sphere
Cd
1.5
1.0
.5
.1
2
3
4
5
Smooth
Rough
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
10^7
Re
www.nasa.gov
The aerodynamic drag on an object depends on several factors, including the shape, size, inclination, and flow conditions. All

数値計算精度の向上

Our method differs from the original Beam-Warming-Steger method as follows.

NS方程式を解き，境界層に格子点を集中

移流項を空間2次精度から4次精度

乱流モデルを使用しない

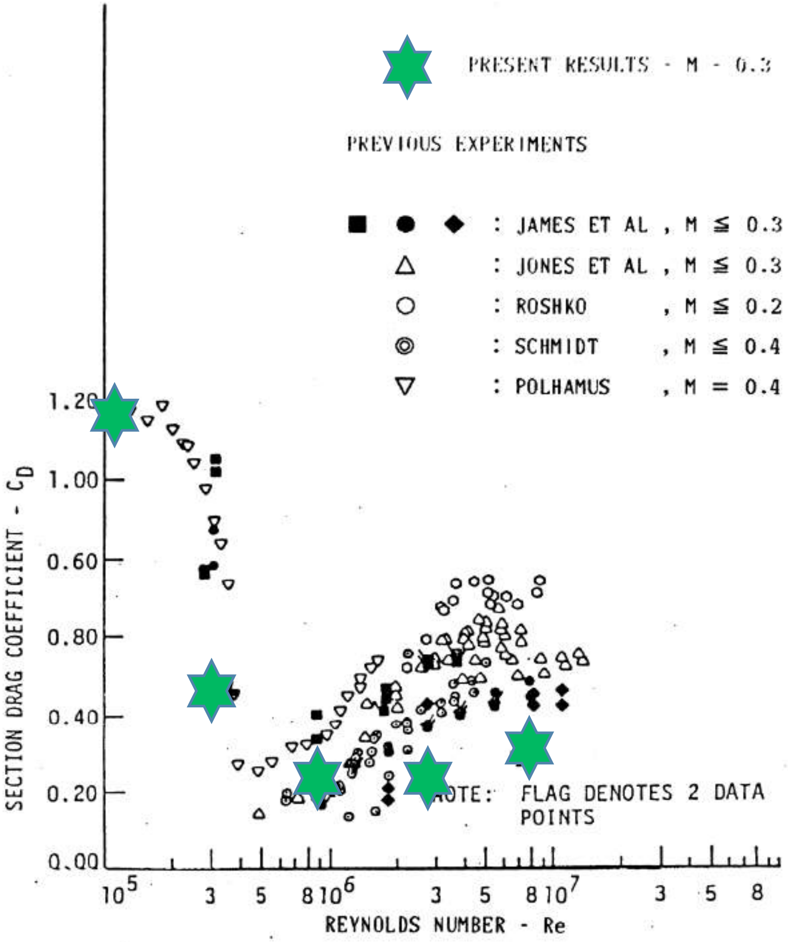
3) The finite difference approximation to the nonlinear terms in the explixit part is improved to be fourth-order accurate.

4) No turbulence model is employed.

AIAA−85−1660
COMPUTATION OF FLOW AROUND A CIRCULAR CYLINDER IN A SUPERCRITICAL REGIME

K.ISHII, K.KUWAHARA, S.OGAWA, W.J.CHYU,
AND T.KAWAMURA

HITACHI S810



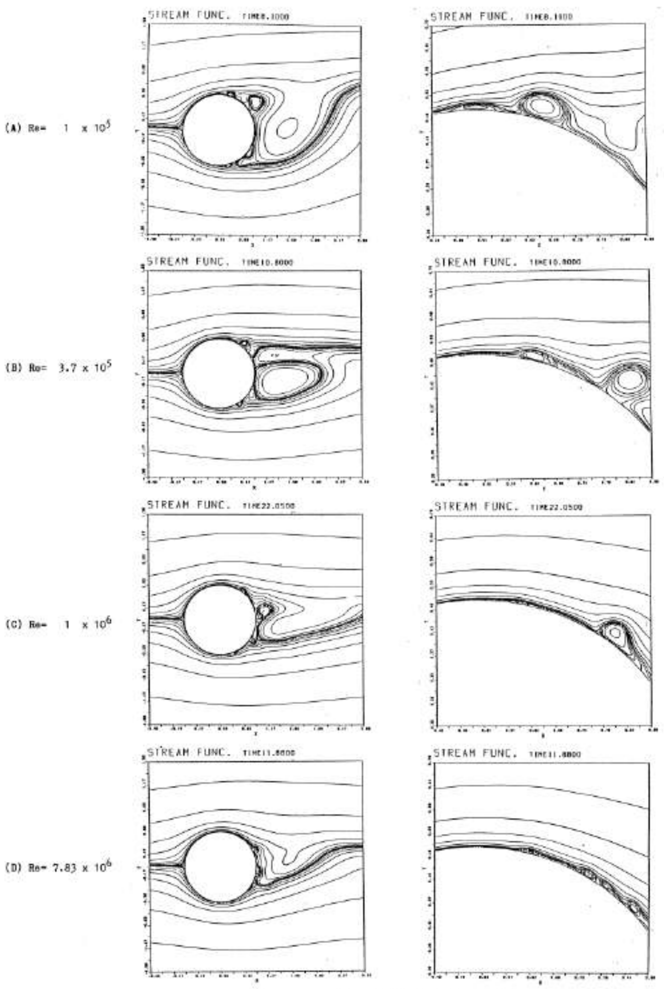


Fig 6. Stream lines for the values of 0, $\pm 2^n \times 10^{-3}$ (n=1,2,..,10).

9

NASA　Langley Research　Center　　　1985-87
（北緯37度（いわき市），西経76度）　　四季のある場所

http://www.nasa.gov/langley

CDC Cyber-205（ETA-10）　主に井上，石井
画像処理：　Dr. Robert Weston（自分用にVAXなど）
UNIXの講習会

Prof.Ting(NYU),   Dr.Liu(NASA), Prof.Krause(Aachen)

Motion and Decay of Vortex Rings Submerged in a Rotational Flow

K. Ishii and C.H. Liu
NASA Langley Research Center, Hampton, VA

2.2 Singular perturbation

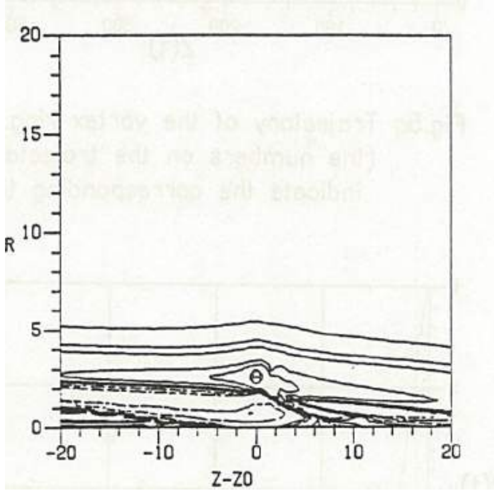
Because the viscous effect is important only in the core of the vortex ring, the singular perturbation analysis is well suited to study the strong vortex filament.[9-11] We introduce the stretching variables

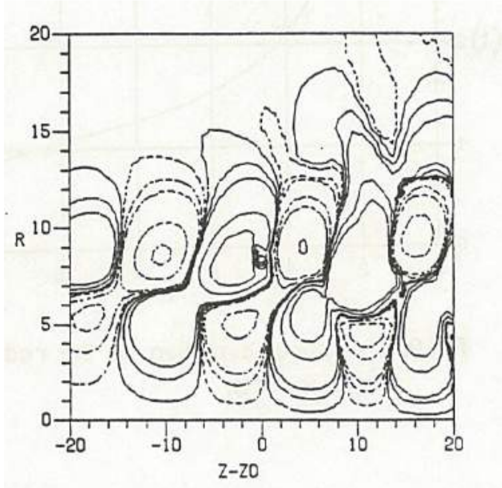
$$\bar{r} = \frac{r - R}{\varepsilon} \quad (4)$$

that is

$$\bar{r} = \frac{r - R}{\varepsilon}, \quad (4a)$$

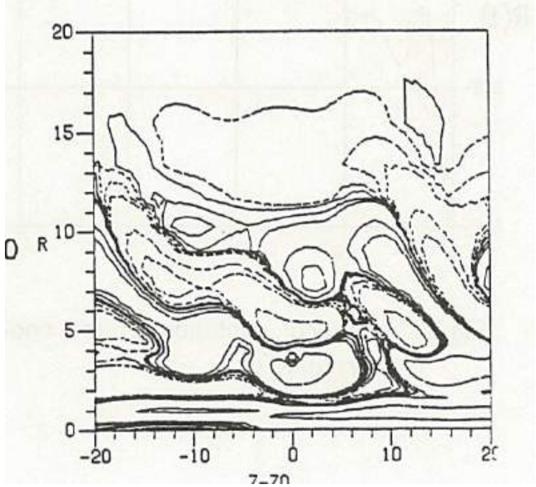
$$\bar{z} = \frac{z - Z}{\varepsilon}. \quad (4b)$$





飛行機により境界層がどう乱されるか

特異摂動法:
飛行機の強い渦の変形(内部解):解析解
境界層の変形(外部解)は数値解



計算流体力学研究所

新連載

立花隆が歩く

コンピューター最前線 ①

写真／朝日新聞出版写真部・林 茂樹
コンピューターグラフィックス／計算流体力学研究所　題字／山田恭子

自宅にスパコンが並ぶ流体力学研究者

立花 隆
評論家／たちばな・たかし

最近、スーパーコンピューターを導入する企業がどんどん増えている。昨年一一月に、マツダが一〇億円でクレイY－MP2Eを入れたが、これは日本で二七台目のクレイのスーパーコンピューターである。国内では、日立、富士通、日本電気の三社がスーパーコンピューターを作っているが、その性能はすでにクレイを抜いており、販売台数も三社合わせると国内で約一六〇台にものぼる。スーパーコンピューターの利用はいま各方面で急速に進みつつあり、一種のブームとすらいえそうである。

スーパーコンピューターは、大型汎用機のざっと一〇〇倍の計算能力をもつといわれる超ハイスピード計算機である。

そのようなコンピューターがなぜかくも広く利用されるようになったのか。スーパーコンピューターは何を可能にしたのか。限界はどこにあるのか。

その辺のところを現場を探訪することによって探ってみたいというのが、今回の連載の趣旨である。

世界一の計算能力を誇る個人規模の民間研究所

さて、まずはスーパーコンピューターの使われている現場を見てみたいということで出かけたのが、東京都目黒区原町にある計算流体力学研究所である。

ここは、知る人ぞ知る世界最大のスーパーコンピューターセンターである。スーパーコンピューターというのは、買えば一台が数十億円、レンタルでも月に数千万円から億の料金が必要である。おいそれと持てるものではない。

ところが何と、この研究所にはFACOM VP2400（近いうちにVP2600にグレードアップ予定）、NEC SX－2、それにHITAC S－820／80が一台、と合計四台のスーパーコンピューターがあるのである。さらに、今夏にはNECの最新鋭機SX－3も入ってくる。このほか、大阪にも関西計算流体力学研究所という分身があり、そこにもFACOM VP400Eがおいてあるから、この夏には、合計六台のスーパーコンピューターが勢ぞろいすることになる。次ページ上の表に、これらのコンピューターの重要な仕様をクレイとの比較で示すので参照していただきたい。

こんなにスーパーコンピューターをたくさんもっている研究機関は、世界中どこにもない。例外的

●円柱の周りの流れをスーパーコンピューターで計算して描いたもの

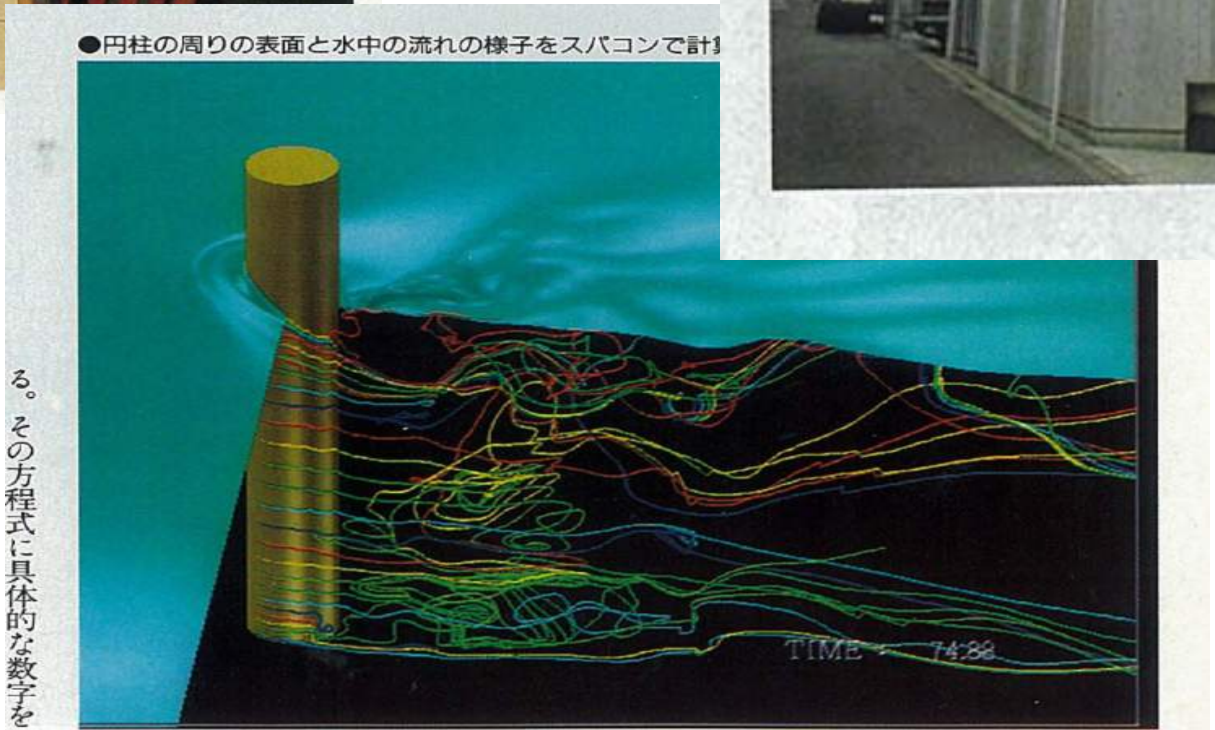
計算流体力学研究所のスーパーコンピュータ

■計算流体力学研究所が導入した国産スーパーコンピューターとクレイ社製のコンピューターの主な仕様

		出荷年	CPUの数	最高演算速度 (ギガフロップス)	マシンサイクル (ナ秒)	主記憶装置 (メガバイト)	データ転送最高速度 (メガバイト/秒)
FACOM	VP200	1983	1	0.5	7.0	256	96
	VP400E	1987	1	1.7	7.0	1024	96
	VP2400/10	1990	1	2	4.0	2048	1000
	VP2600/20	1990	スカラー2 ベクトル1	5	3.2	2048	1000
NEC	SX-2	1985	1	1.3	6.0	256	50
	SX-3	1990	1, 2, 4	22	2.9	2048	2600
HITAC	S820/80	1987	1	3	4.0	512	2000
CRAY	−1	1976	1	0.16	12.5	32	224
	−2	1985	4	1.95	4.1	4096	2000
	X-MP/4	1984	4	1.41	8.5	512	2924
	Y-MP8	1988	8	4.00	6.0	2048	5648

■ナビエ・ストークス方程式。ここで ρ は密度、p は圧力、μ は粘性率。(1) 式は質量保存の法則から、(2) 式は運動量保存の法則から、(3) 式はエネルギー保存の法則から導かれる

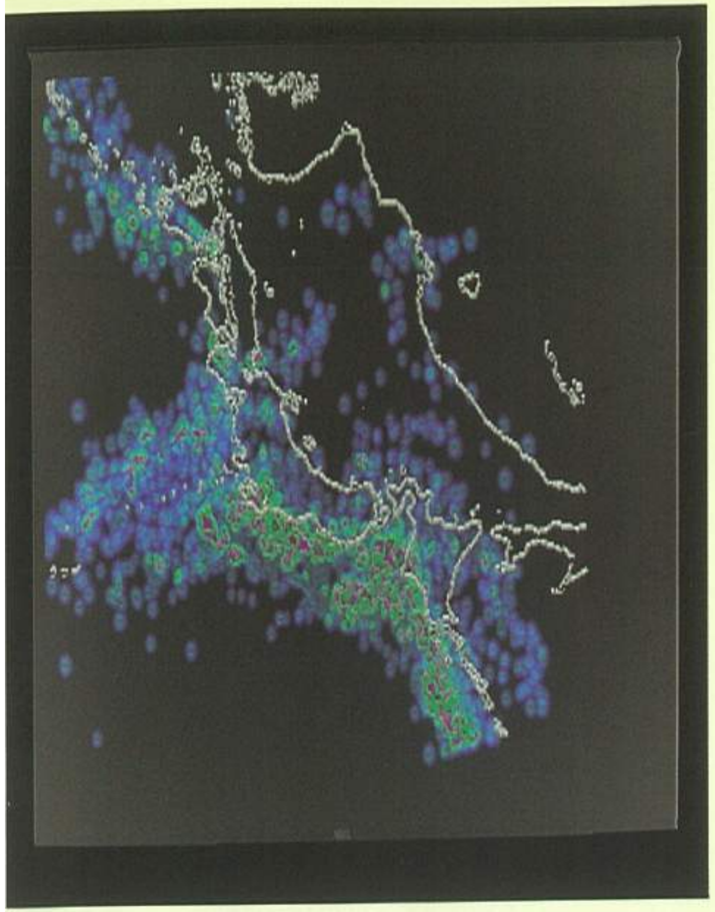
その他： Convex C1、Titan、 CM-1 端末はSGIのIndy



映像は
ハイビジョン
NHKその他と
台風の縦方向の
巻き上がり
プレート面での地震

SPHによる
雲仙普賢岳の
火砕流
シミュレーション

ボリュームレンダリングでの可視化



地震を可視化する

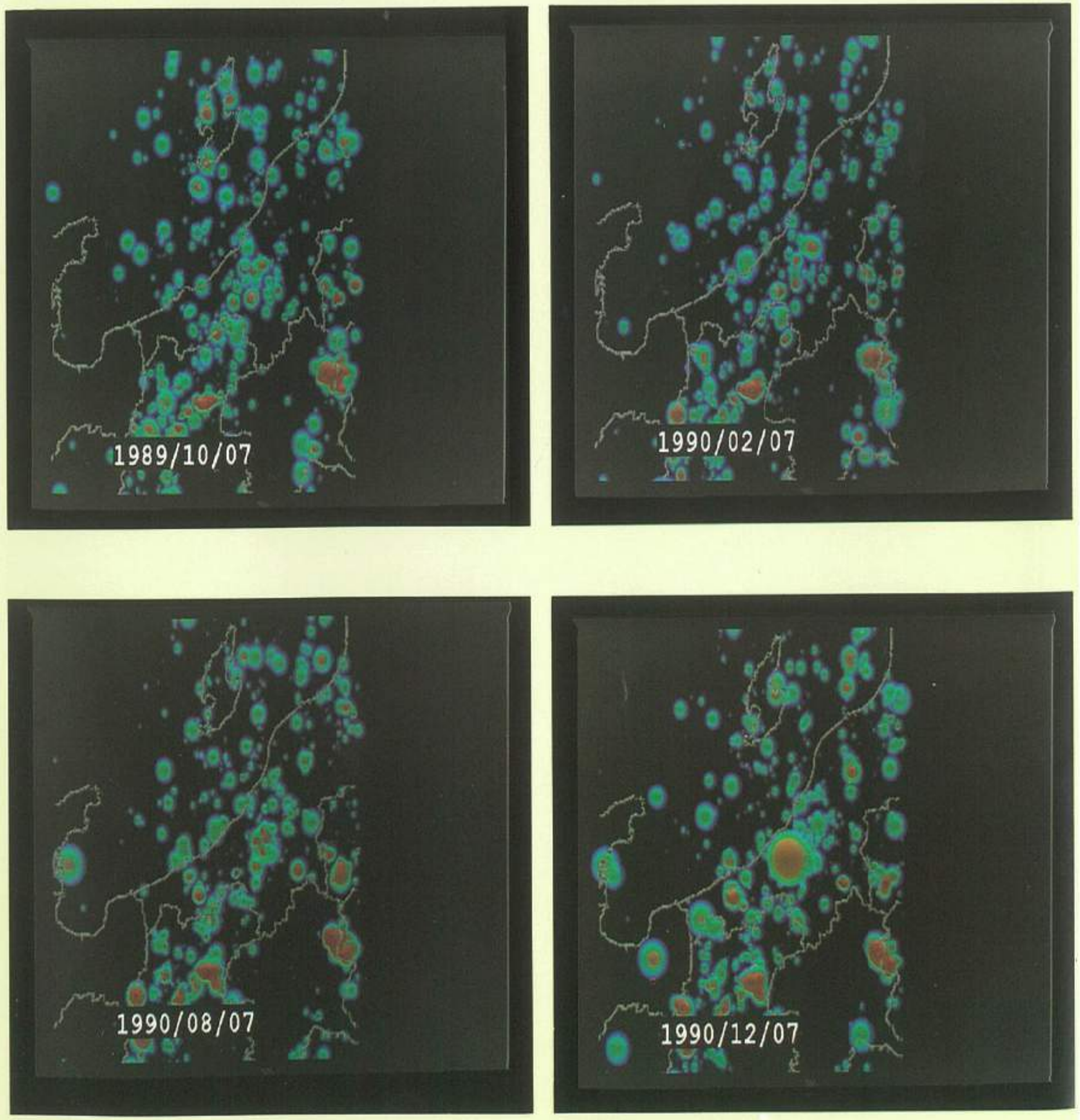
（本文 62 P参照）

佃　為成　　東京大学　地震研究所

藤原公昭　　㈱計算流体力学研究所

写真1　上から見た日本付近の地震活動
気象庁のデータによる(1926年1月から1989年1月まで)。赤い部分が最も活動レベルが高く，次に緑，青と続き，黒い部分は最も低い。

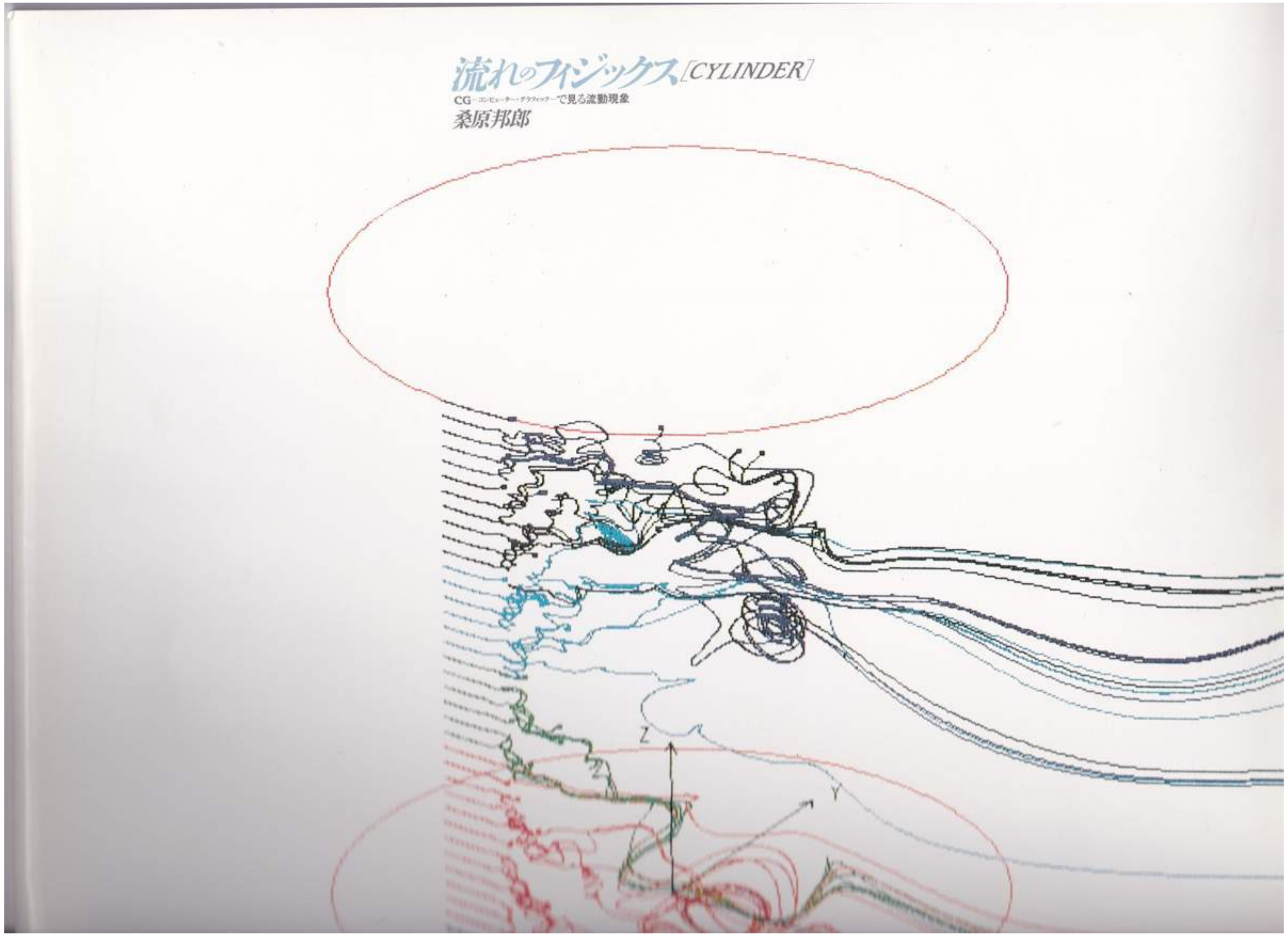
写真4　中部日本北部の地震活動変化　　東大地震研究所信越地震観測所のデータによる

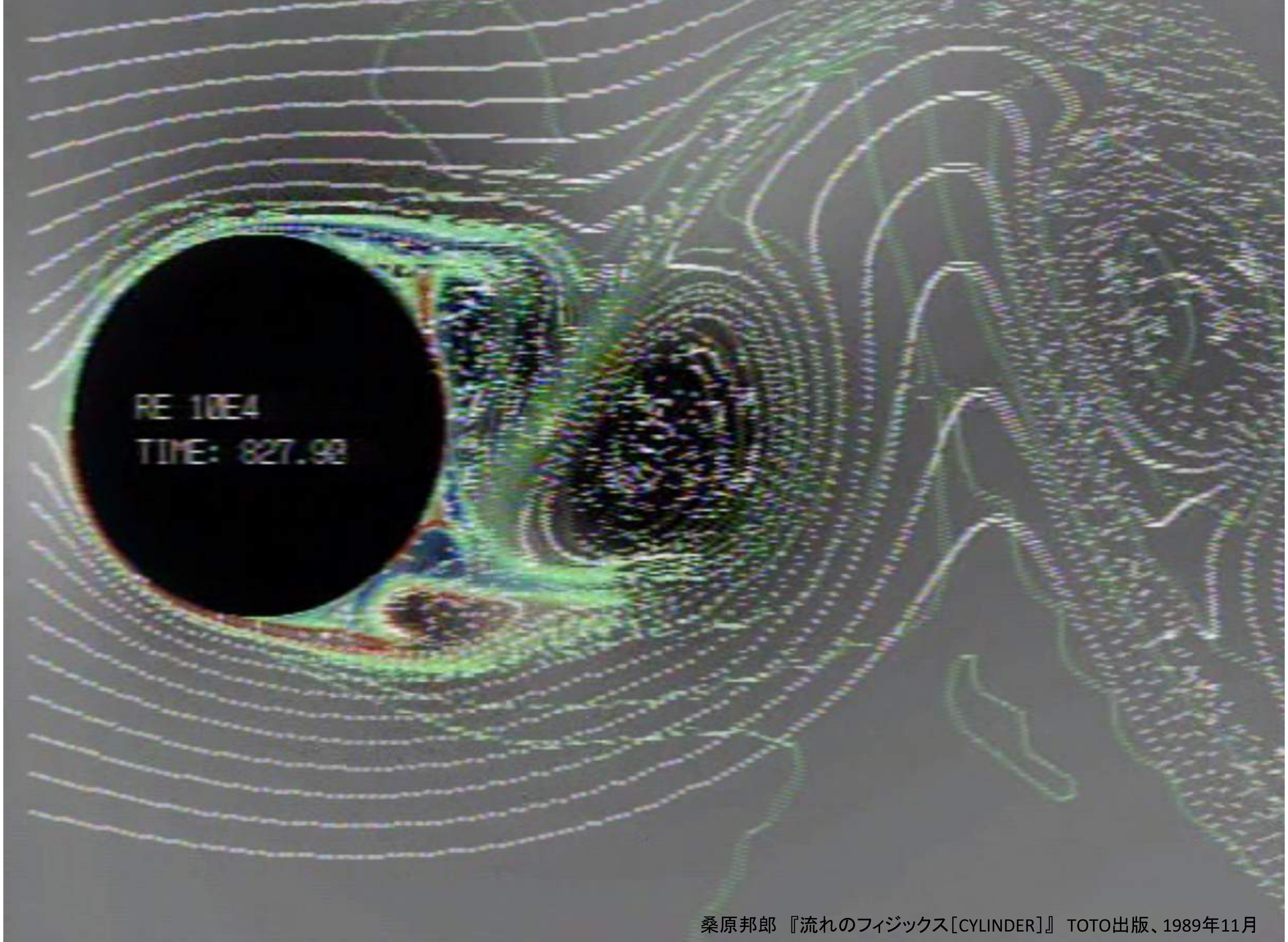


佃　為成（東京大学地震研）　:現在は日本女子大学非常勤講師
藤原公昭（計算流体力学研究所）:　奈良教育大学

PIXEL 1992年5月号(no.116)　58-63　画像処理情報センター

Toto出版





桑原邦郎 『流れのフィジックス［CYLINDER］』 TOTO出版、1989年11月

計算流体力学研究所

主な研究員
白山，坪井，信太，藤原，増田、鈴木，千葉，
葛生，岩津，松本，長澤，桜木，真田，大田黒，
水藤，鶴，安達,十河，江本，荒谷，土屋，布施
木、藤野，張，余，橋口

画像は白山、藤原が凝っていた。

頻繁にいた大学，企業のひと
姫野，内藤（日産），　北野,堅田（住金），
宮地（クボタ），田村(清水），
橋口，春名（マツダ），佐藤（富士重）など

1988年グルノーブル

桑原邦郎 『流れのフィジックス［CYLINDER］』 TOTO出版、1989年11月

NAVIER-STOKES CALCULATIONS FOR VORTEX RINGS IN AN UNBOUNDED DOMAIN

1988

KATSUYA ISHII,[1] KUNIO KUWAHARA[2] and C. H. LIU[3]

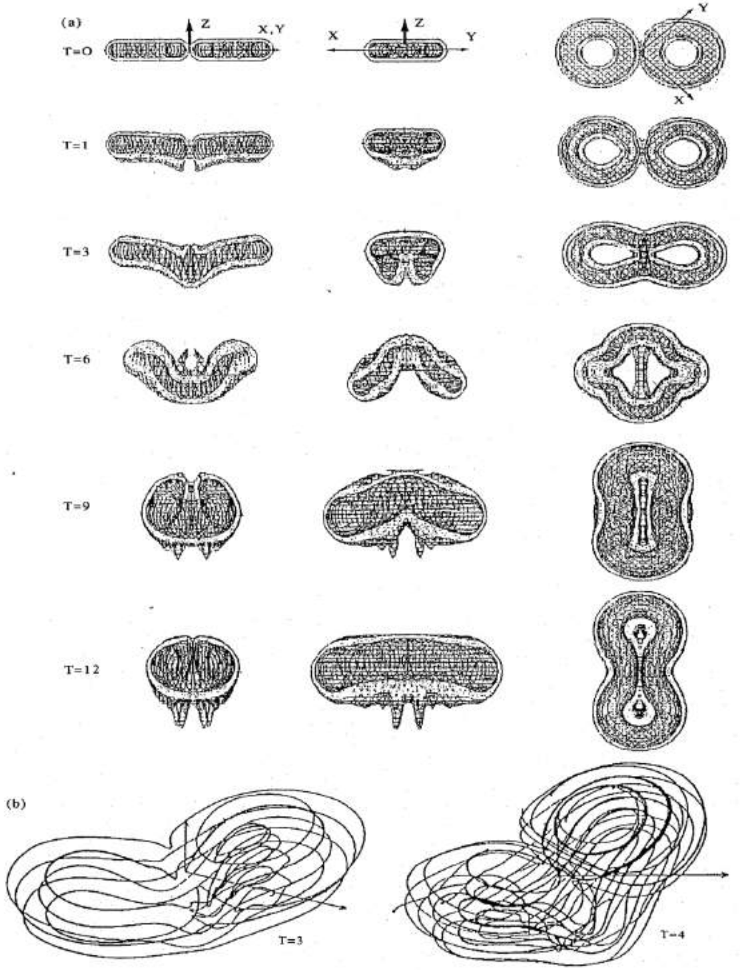


Fig. 2—continued opposite.

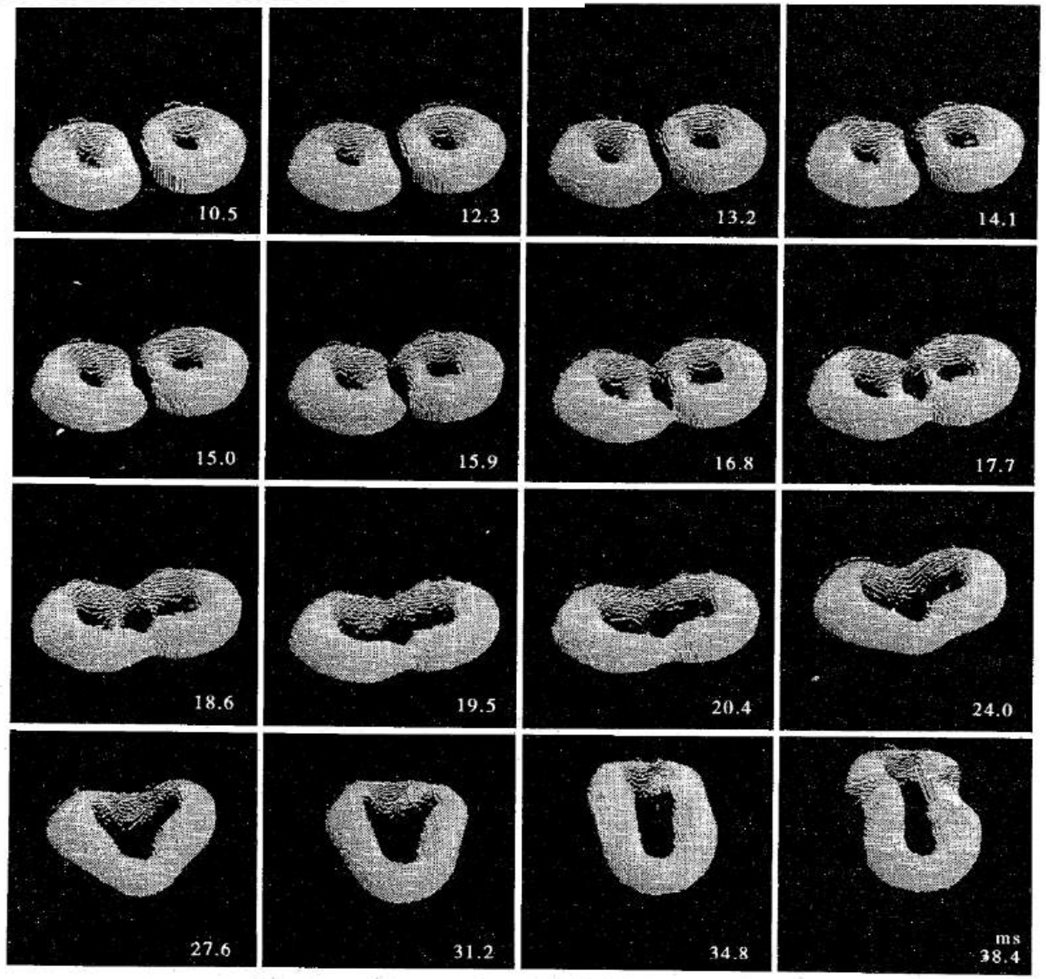


Fig. 4. Merging of two vortex rings observed by Oshima and Izutsu [9].

計算(131x131x131)　　実験(大島、井筒）

一様等方性乱流（256x256x256)　真田

スーパーコンピュータの利用とコンサルタント

川崎重工、富士重工（ヘリコプタ）、日産、マツダ、ホンダ、富士重工(車）、新日鉄、セントラル硝子，清水建設、大成建設，メルセデス，三菱電機など

＜貸出のみリークルート：　ラウル・メンデス＞

計算流体研によく来ていた海外の研究者の何人か

野辺山国際workshop　6回

野辺山音楽堂

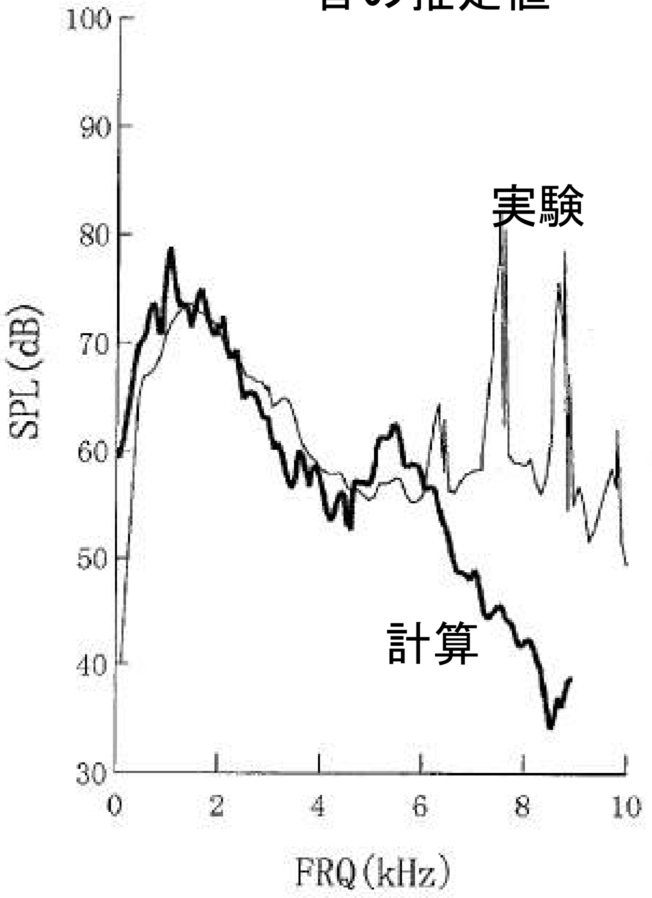
http://www.yatsugatake.co.jp/sale/thing
/introduction/images/slide02.jpg

翼からの空力音　371x70x41

特異摂動法

近傍場　数値計算
遠方場　解析解

音の推定値



ig. 6. The 100 Hz band sound pressure level spectra: the experimental spectrum(thin lines) and the result of the three-dimensional calculation(thick lines).

翼の中央部の圧力

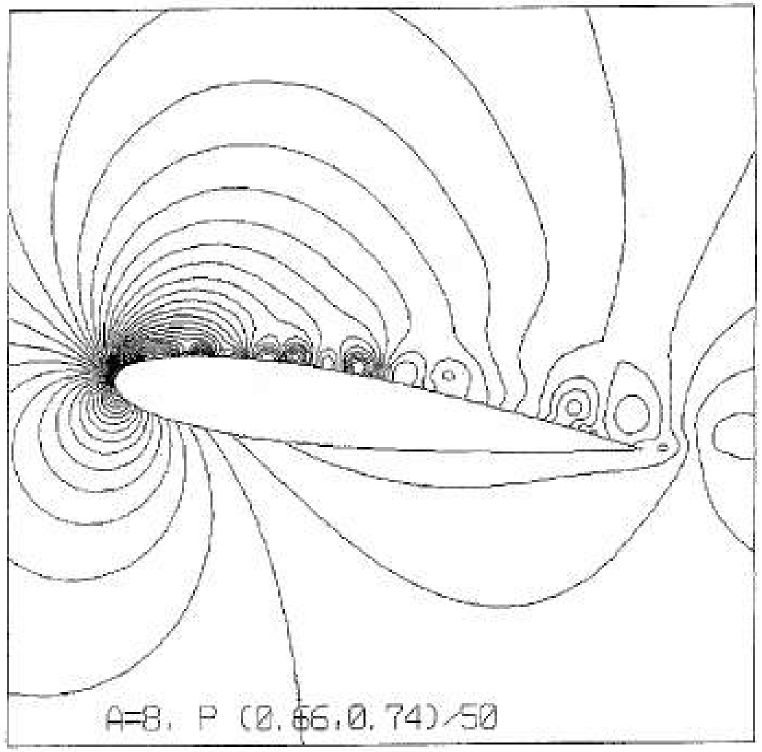


Fig. 2. The instantaneous pressure contours around the wing.

翼に垂直な渦度分布

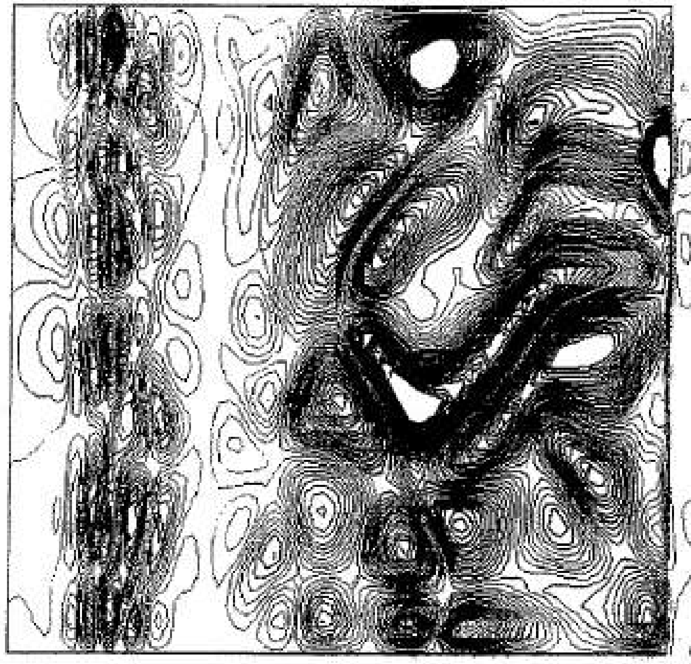
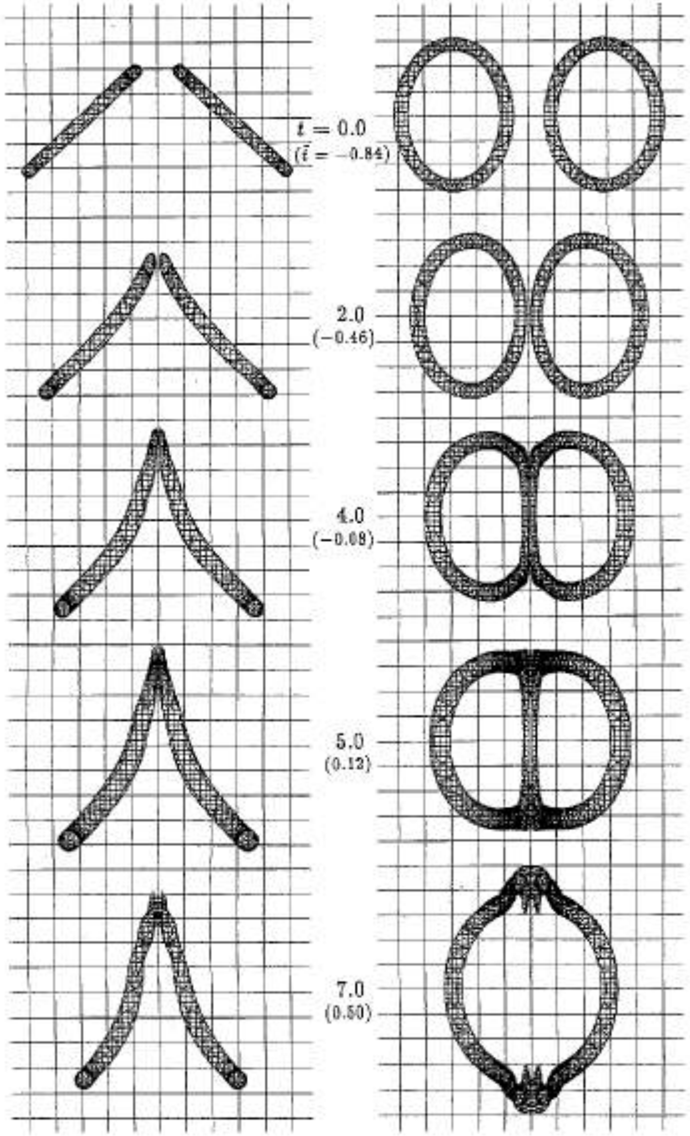


Fig. 4. The top view of the instantaneous contours of the normal component of vorticity (50 contours between -15 and 15).

渦音

特異摂動法

近傍場　数値計算
遠方場　解析解



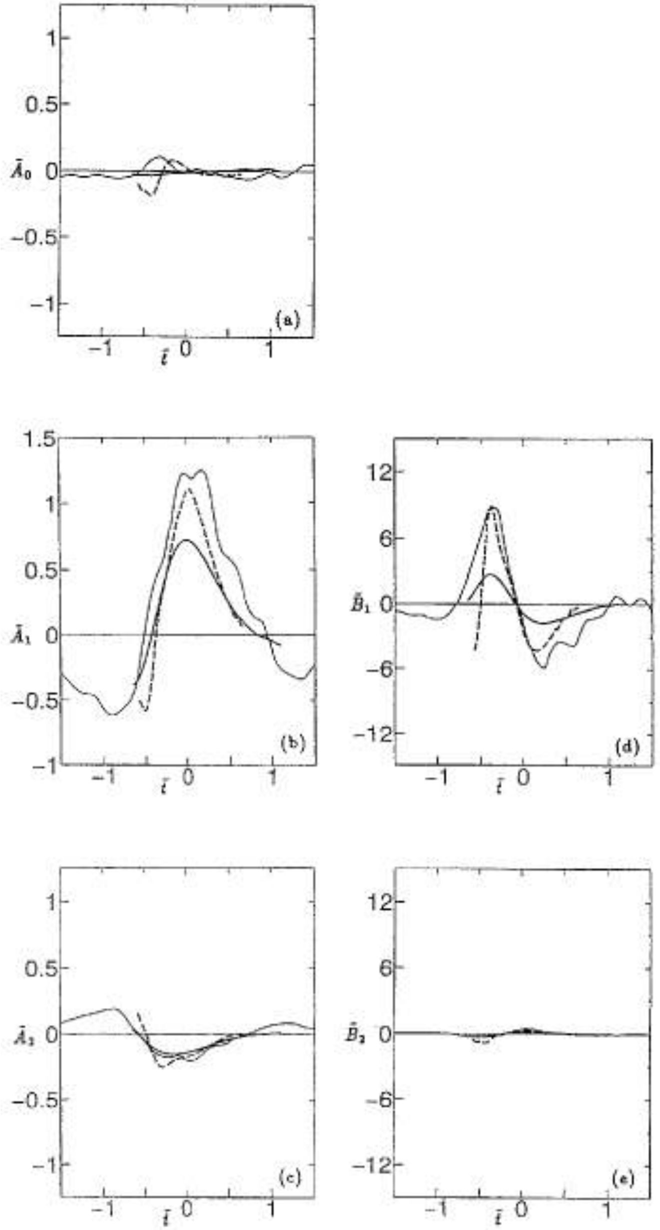


Fig. 4. Main mode amplitudes for $\bar{A}_0$, $\bar{A}_1$, $\bar{A}_2$, $\bar{B}_1$ and $\bar{B}_2$. Calculated amplitudes are drawn with thick solid lines for $R_0 = 5$ and with thick dashed lines for $R_0 = 10$. Observed amplitudes are shown with thin lines.

名古屋大学　1995年1月16日から

17日：5時に東京から車で名古屋に

厚木辺りで神戸での通行止表示

https://ja.wikipedia.org/wiki/%E9%98%AA%E7%A5%9E%E3%83%BB%E6%B7%A1%E8%B7%AF%E5%A4%A7%E9%9C%87%E7%81%BD

- 工学部応用物理学科
  工業数学講座　助教授

名古屋大学　工学研究科計算理工学専攻
（1997－

稲垣先生（工学研究科長）, 須田礼二（講師）
助手：石原卓, 谷口貴志, 松尾宇泰, 川口信夫, 森健策、八木透

博士課程の院生との研究

- 岡　　　　　　　レベルセット法による泡の解析
- 鈴木　　　　　　音響による境界層制御
- 二瓶　　　　　　結合コンパクト差分法の高解像化と並列化
- 石垣　　　　　　熱音響現象の数値シミュレーション

柴　　　　　　　　地中熱ヒートポンプ

＜松岡　結合コンパクトスキームの数学的性質＞

（寺地　　　　　エンジンのシミュレーション）

）

ポスドク

杉本　　　　　　地球の極付近の渦からの重力波の発生

大谷　　　　　　最適化問題

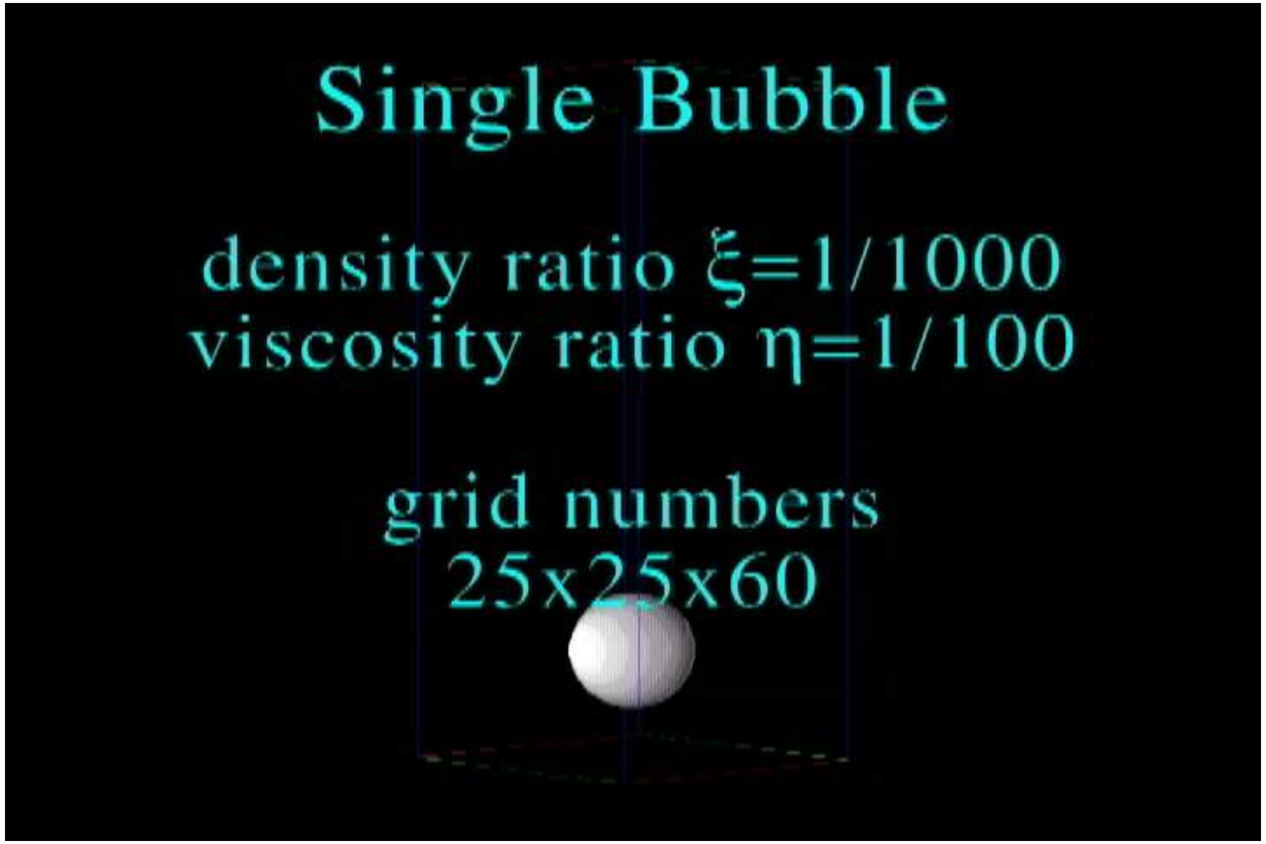
（すみません、修士は多いので省略）

Journal of the Physical Society of Japan
Vol. 68, No. 3, March, 1999, pp. 823-832

泡の計算

Numerical Analysis on the Motion of Gas Bubbles
Using Level Set Method

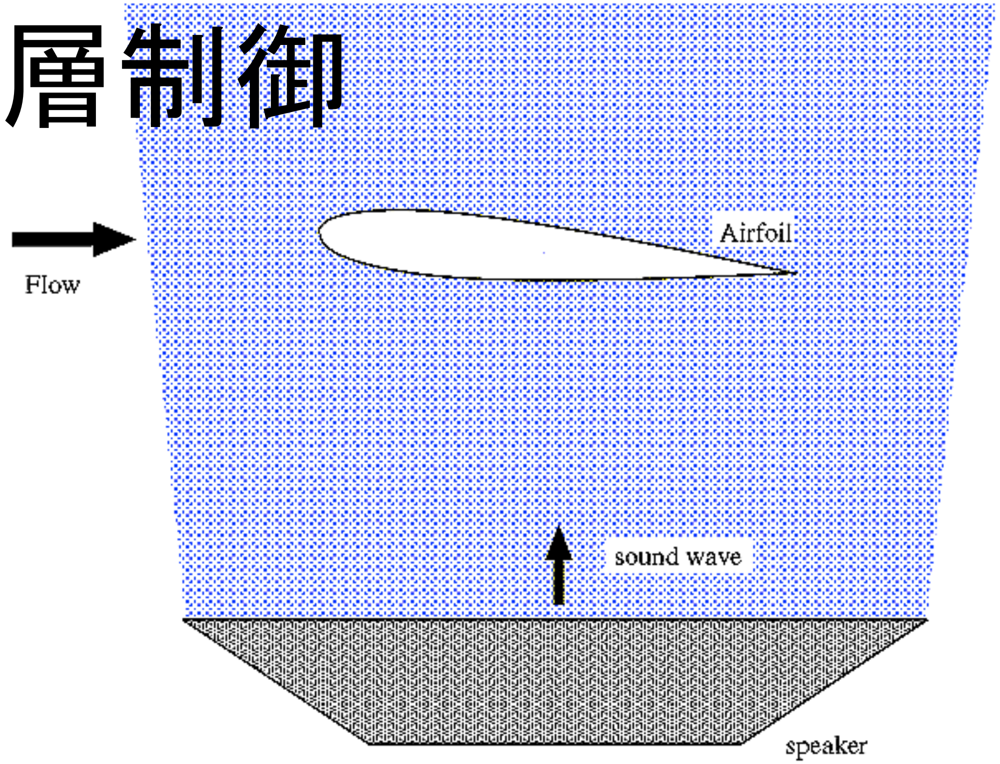
Hideyuki OKA and Katsuya ISHII[1]



画像はデジタルベーカム

SGI O2 でノンリニア編集

音により境界層制御



Experiment

Asai et al (1994)	Zaman et al.(1991)
NACA0015	LRN, Wortmann
Re=44x10^3	Re=25x10^3～1x10^5
c=16.4cm	c=12.7cm, 25.4cm
M=0.012(4m/s)	M=0.00859～0.0344

Calculation

NACA0012 Wing

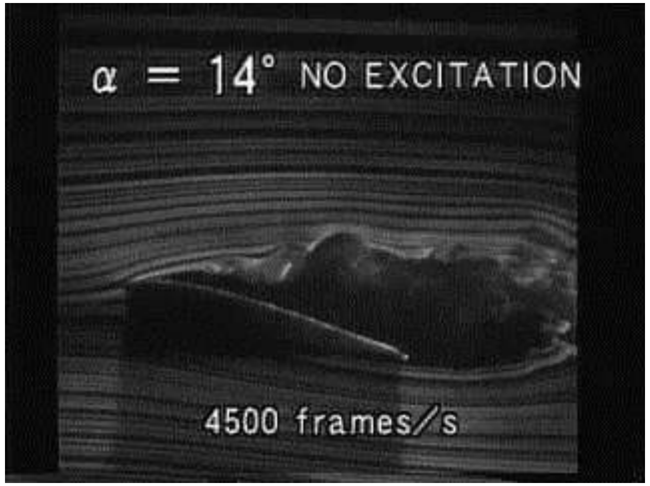
Re=5x10^4~1.6x10^5

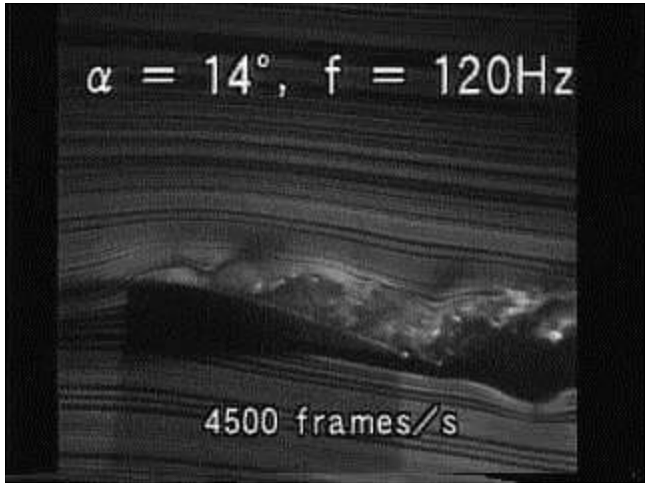
M=0.1 (34m/s)

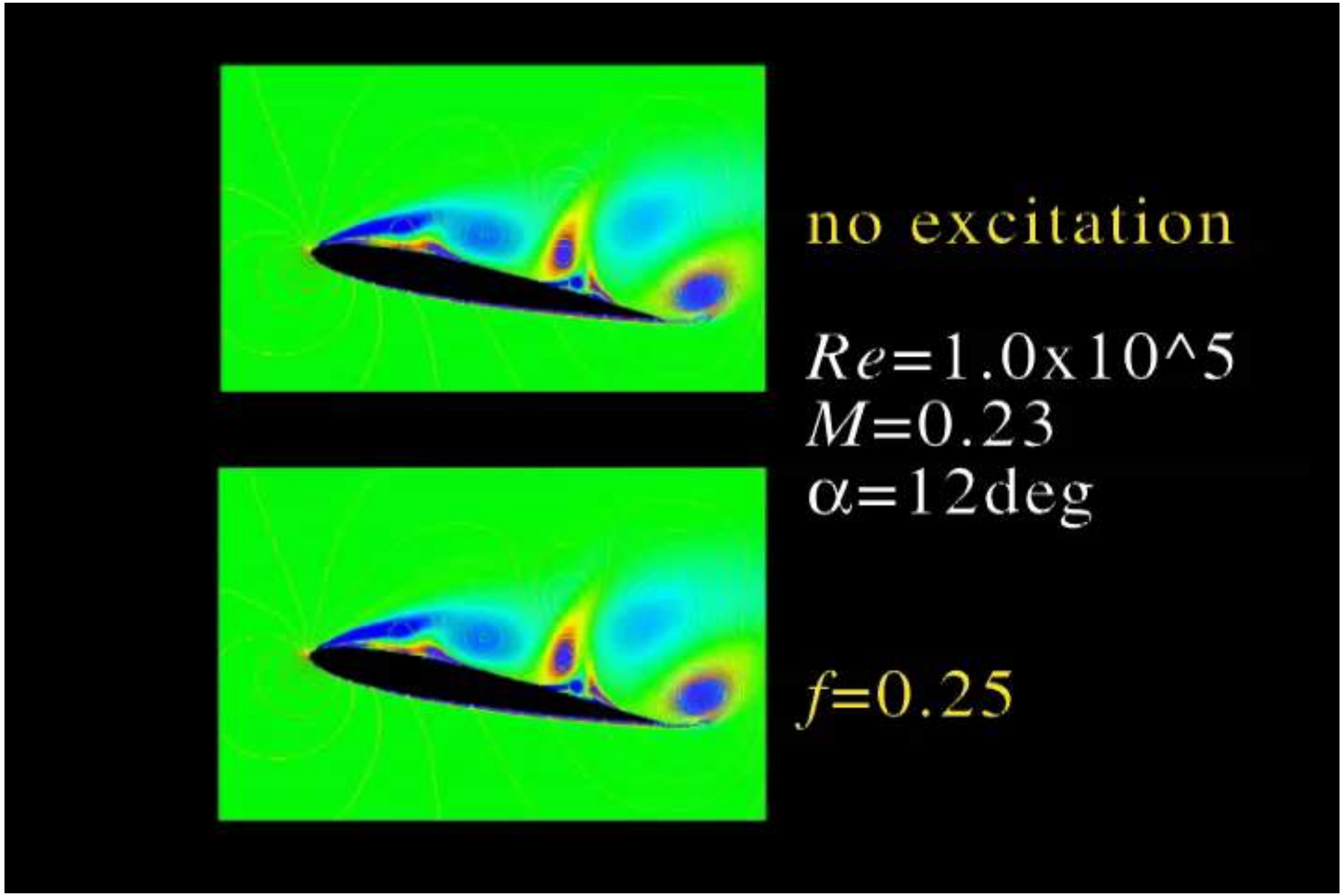
chord:　1.9cm～4cm

音により境界層制御(鈴木智)

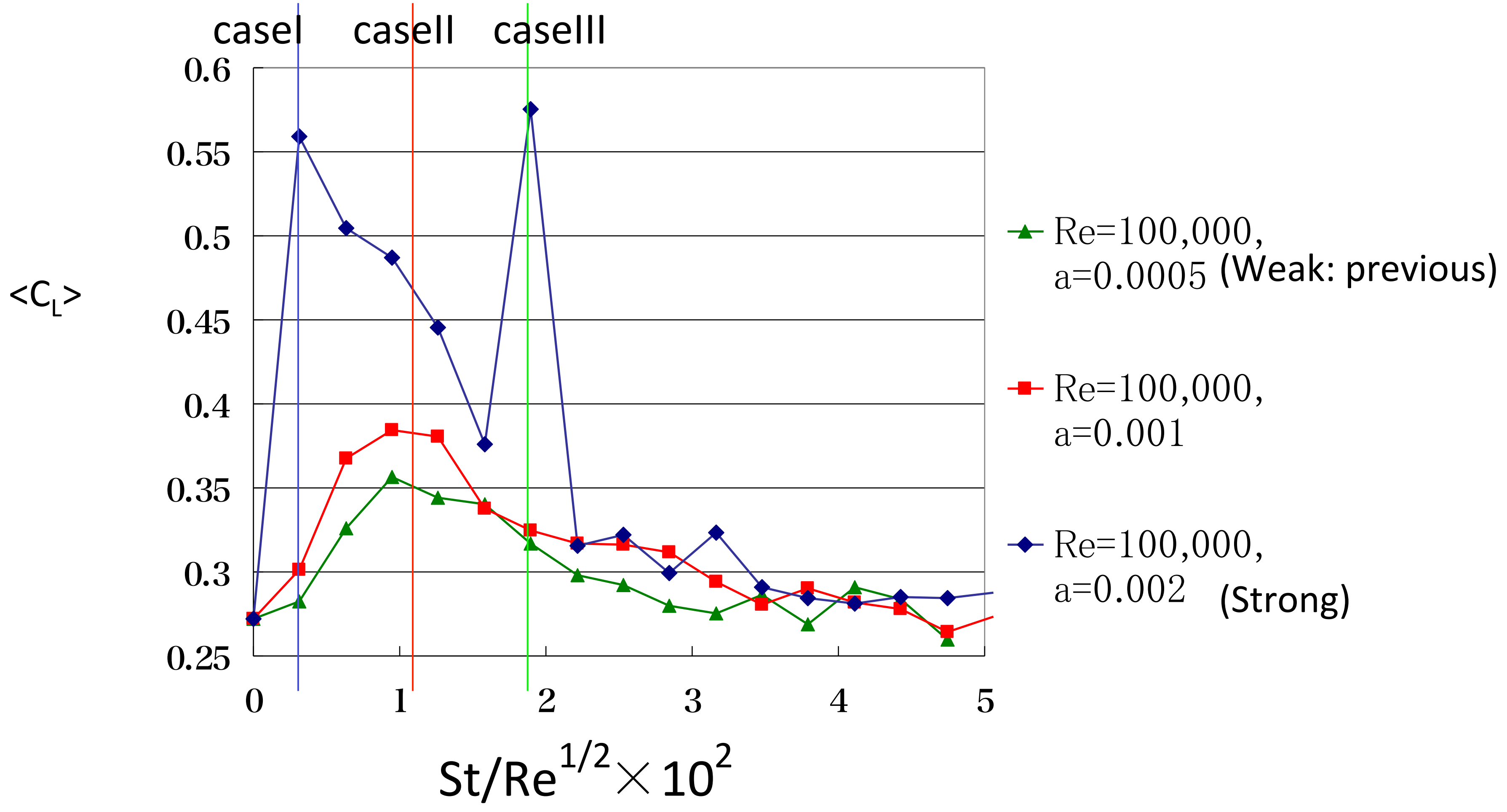
浅井による実験



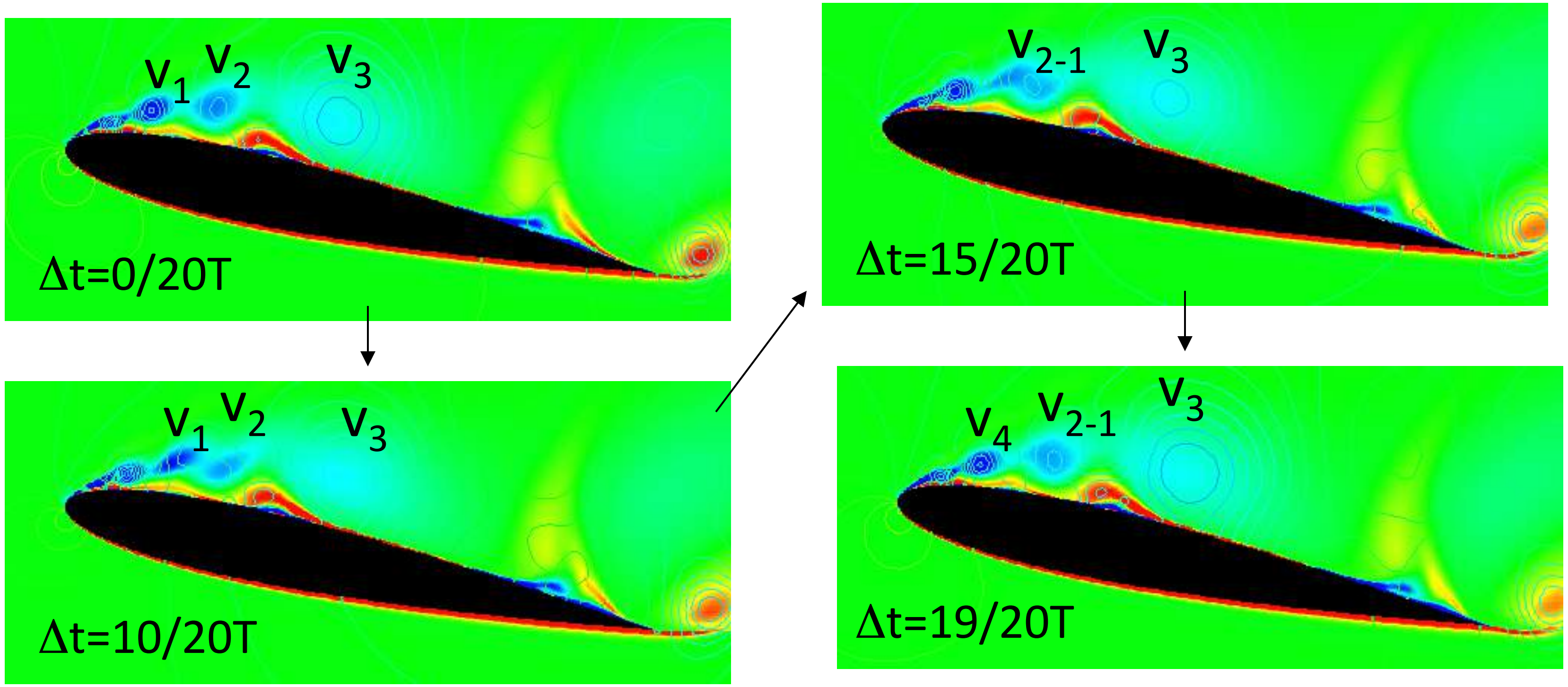




The averaged C_L with f
($M=0.1$, $\alpha=10deg$, $Re=10^5$)



Vortex Merging



$$f = 0.6$$

(Strong sound, f=0.6, T=1.67, Re=1×10^5, M=0.1, a=12deg,
Dt : phase)

コンパクト差分スキームの改良

５点を使った場合の中心差分の一般的な形は

$$f'_i \approx a\frac{f_{i+1}-f_{i-1}}{2h}+b\frac{f_{i+2}-f_{i-2}}{4h}$$

この時最大4次精度まで得られる

次に5点を使った場合の１階微分のコンパクト差分の一般的な形を以下に示す

$$\beta f'_{i-2}+\alpha f'_{i-1}+f'_i+\alpha f'_{i+1}+\beta f'_{i+2}$$
$$=b\frac{f_{i+2}-f_{i-2}}{4h}+a\frac{f_{i+1}-f_{i-1}}{2h}$$

最大8次精度まで得られる！！

中心差分スキームと同点数で高精度のスキームに♪

結合コンパクトスキーム

さらに，二階微分も使うと3点でも8次精度を得ることが可能

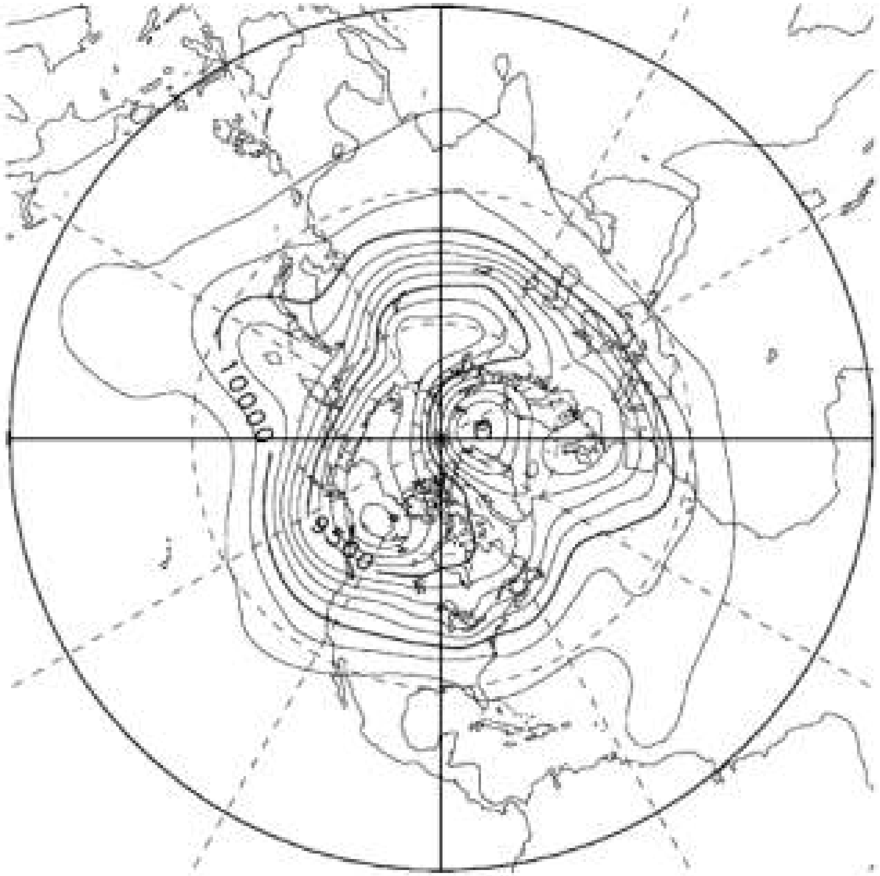
二瓶友則

A fast solver of the shallow water equations on a sphere using a combined compact difference scheme

Tomonori Nihei *, Katsuya Ishii [1]

Department of Computational Science and Engineering, Nagoya University, Nagoya, Japan

Received 31 January 2002; received in revised form 10 October 2002; accepted 24 February 2003



. 14. Height field at Day 5 for Test Case 7 of the 21 December 1978. The contour interval is 100 m.

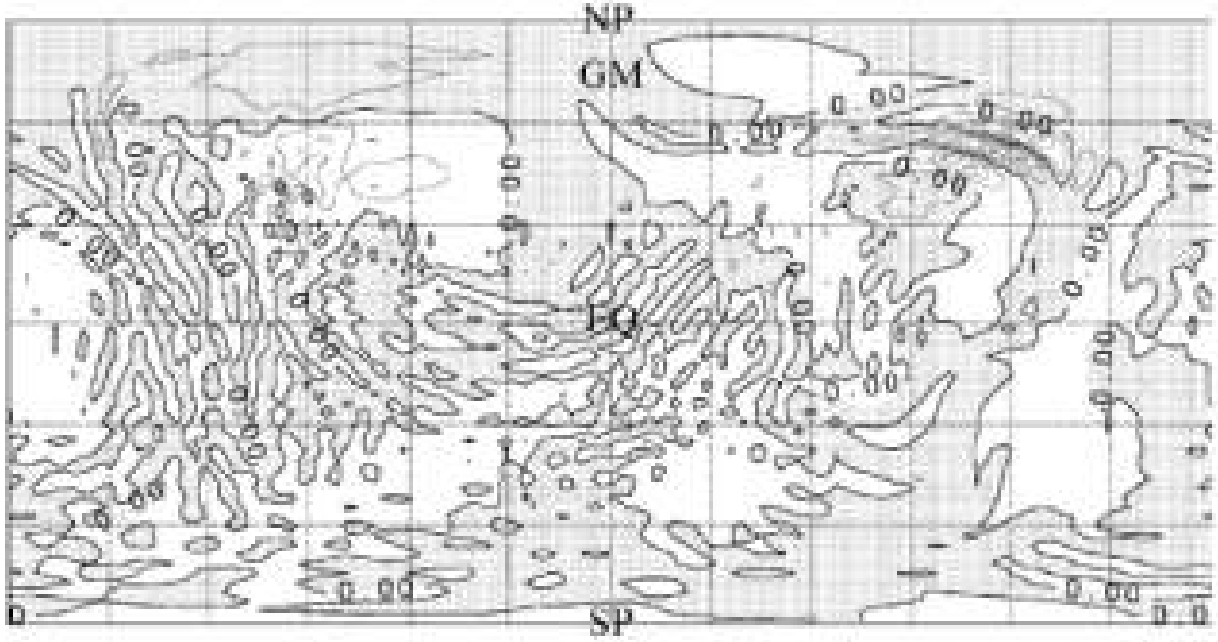
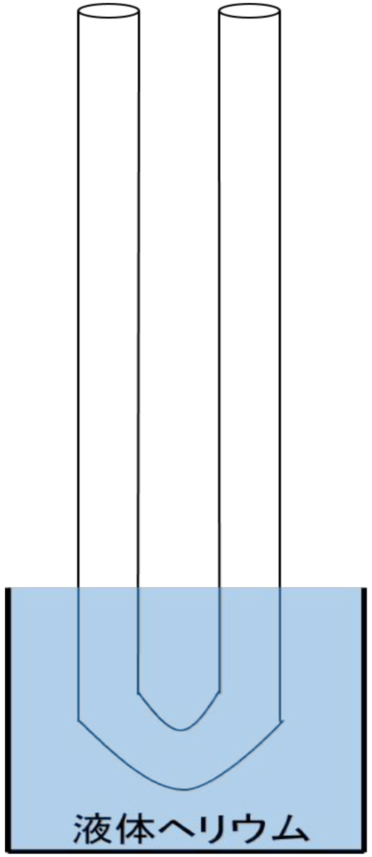
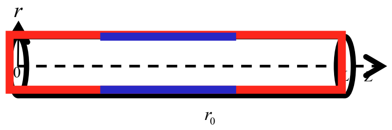


Fig. 11. Height error at Day 15 for Test Case 5. The contour interval is 0.5 m.

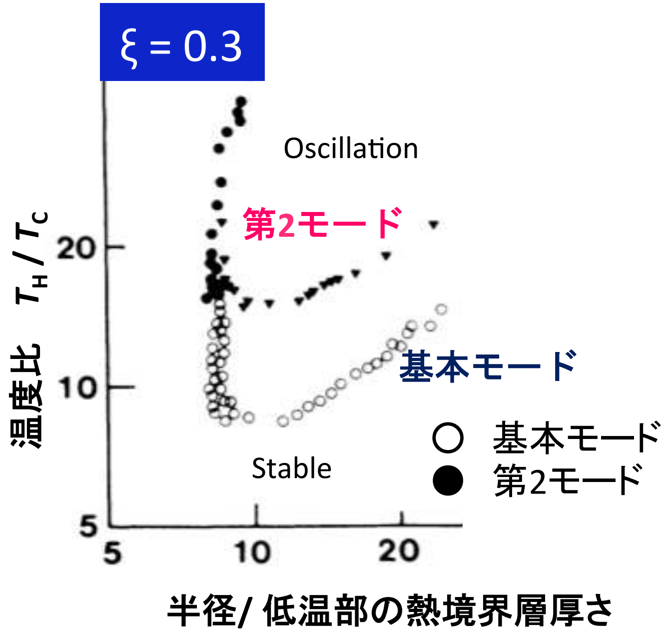
石垣　タコニス振動の実験（矢崎）

Yazakiらは、閉円管において、振動が存在する状態から静止状態へと遷移する点を求めた

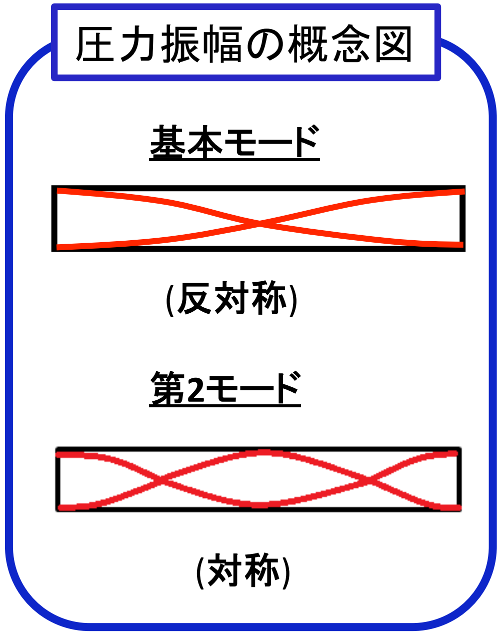




$$\xi = \frac{\text{高温部の長さ}}{\text{低温部の長さ}}$$

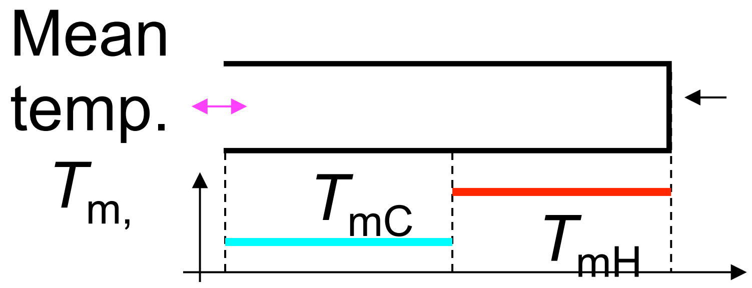


T.Yazaki, A. Tominaga and Y. Narahara, J. Low Temp. Phys. **41**, 45(1980)

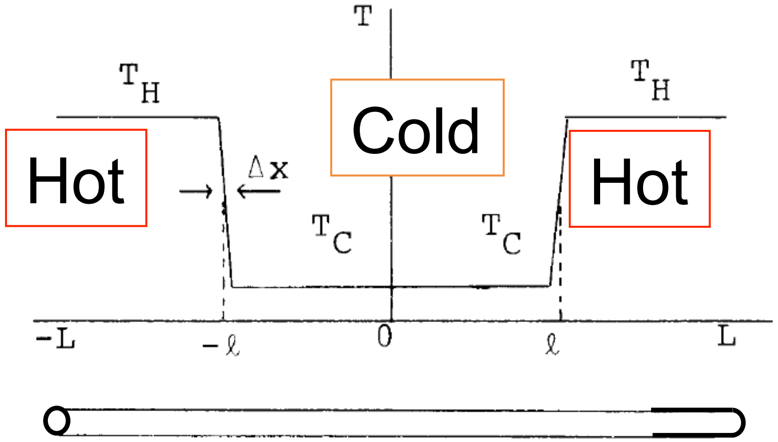


<u>ξ = 0.3の時、複数の振動モードが存在する</u>

もともとの実験と矢崎の実験は同じか？



片側オープン



Closed narrow tube

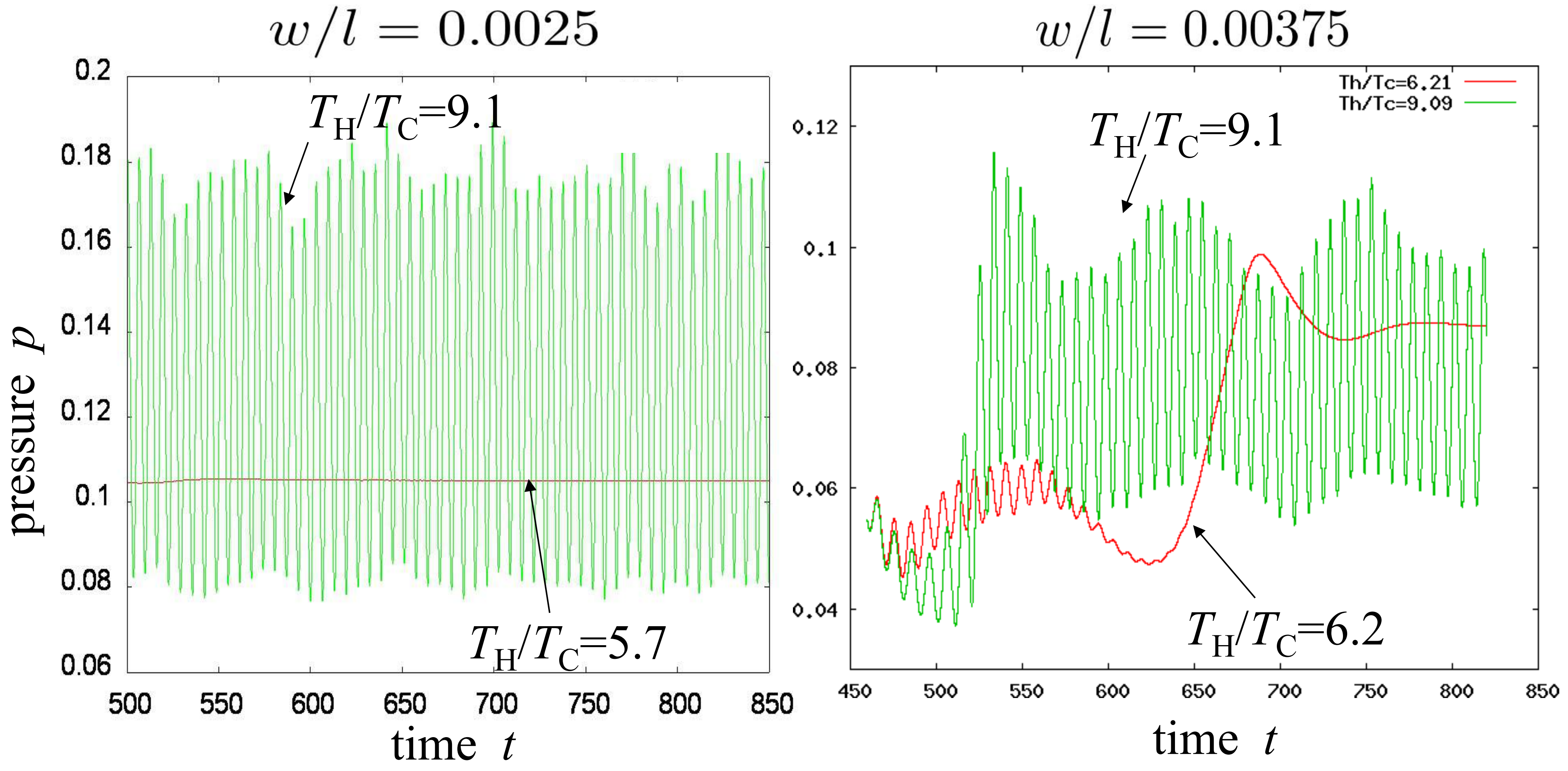
二つをくっつけた

The role of boundary layer at the open end or the center?

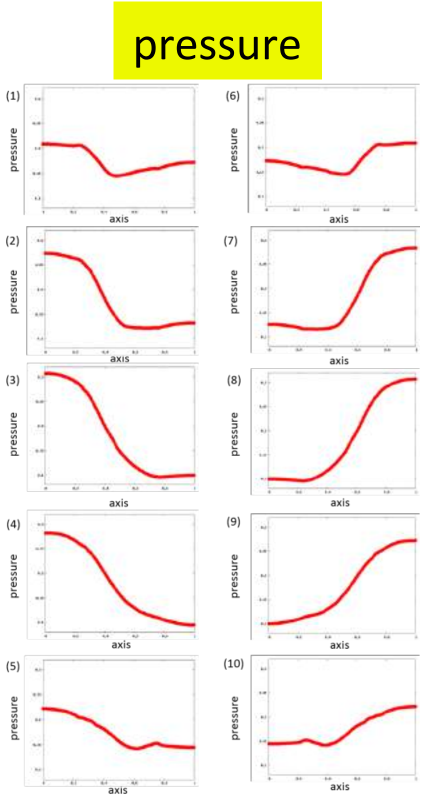
Is Yazaki's experiment in a closed tube explained by Rott's theory?

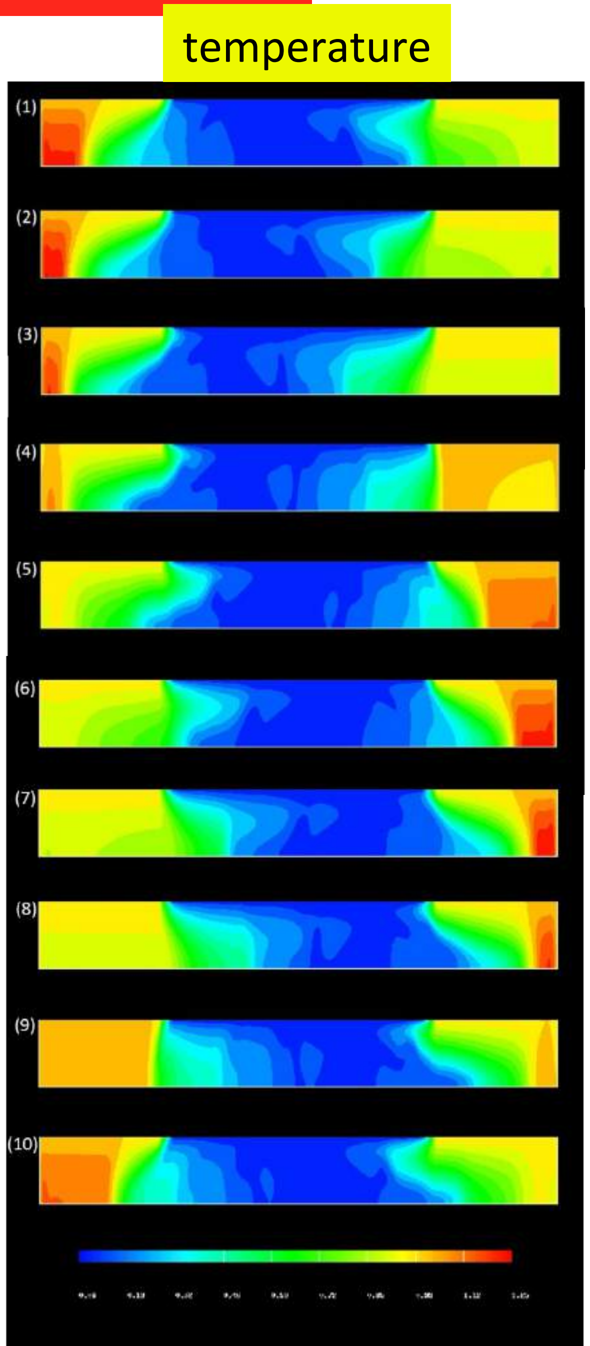
<u>It is difficult to observe the fluid flow in the tube experimentally.</u>

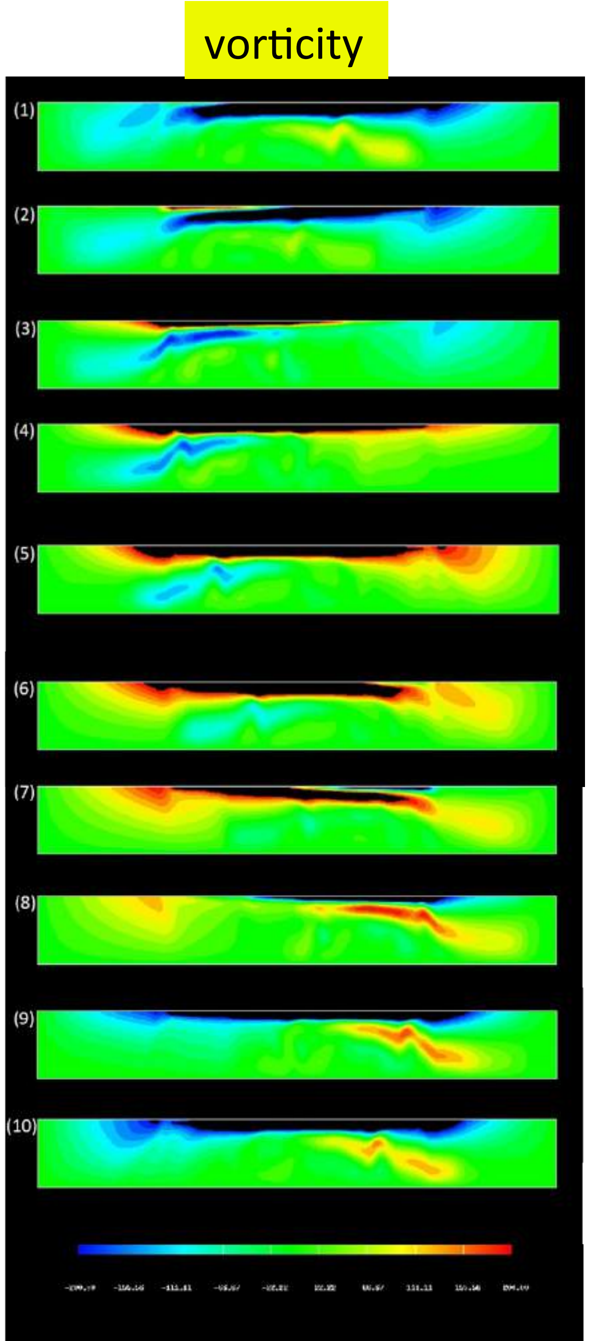
管の端での圧力の時間変化



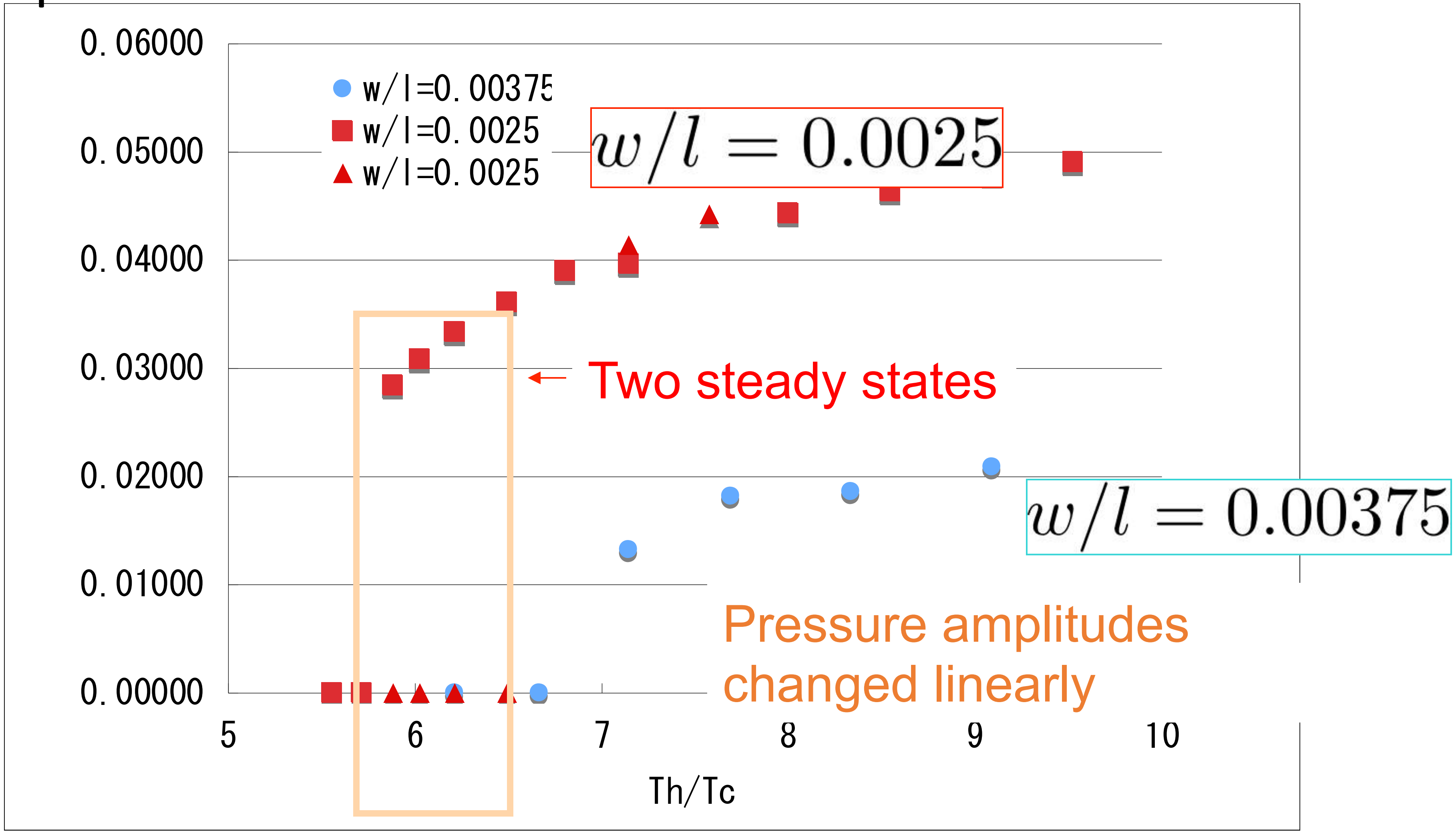
ξ = 1.0（fundamental mode）



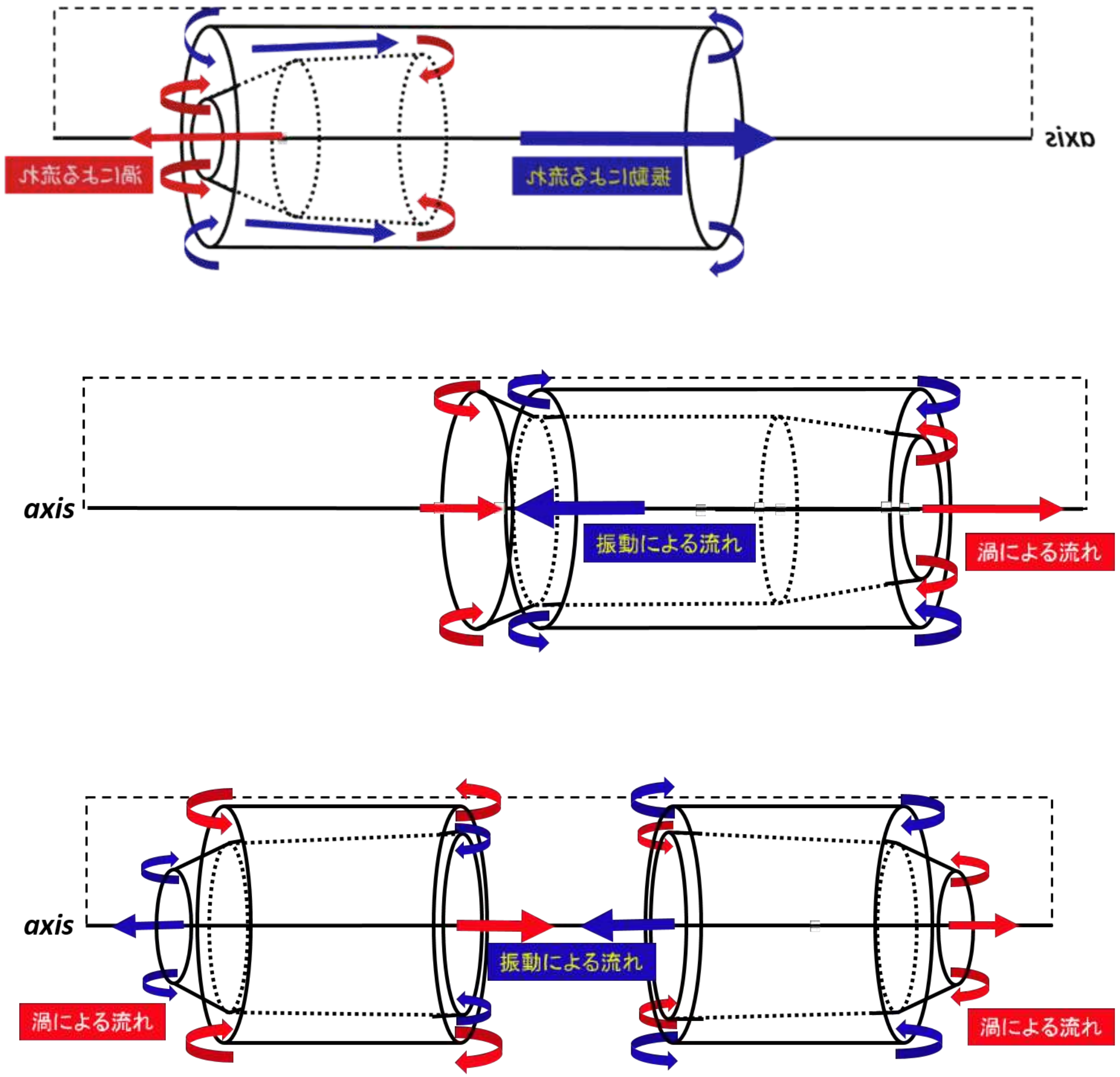




3.4 Pressure amplitudes at the different temperature ratio



円管でも同じ現象


axis
振動による流れ
渦による流れ
axis
振動による流れ
渦による流れ
渦による流れ

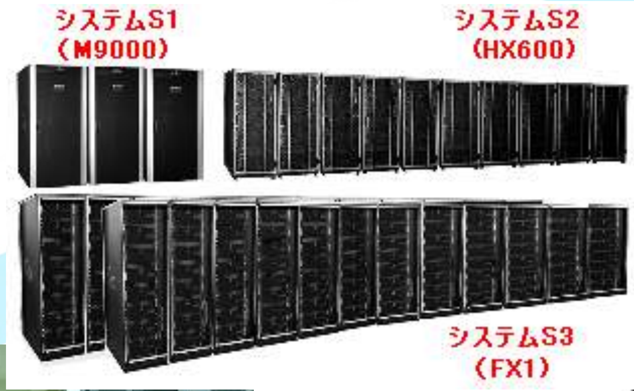
情報連携基盤センター＋情報基盤センター
(2002-)

3.9 PetaFlops

Strage　11.28PB

VPP5000/64

HPC2500



FX1

Fujitsu PRIMEHPC　FX100

血流動態解析モデルによる動脈瘤破裂危険因子の検討　（医学部との共同研究）

一例

名古屋大学大学院医学研究科脳神経外科学[1] 大垣市民病院脳神経外科[2]
名古屋大学工学部情報連携基盤センター[3]

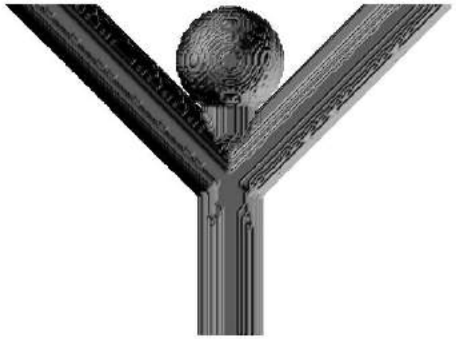
大島 共貴[1]、宮地 茂[1]、服部 健一[2]、吉田 純[1]、高橋 一郎[3]、石井 克哉

Question

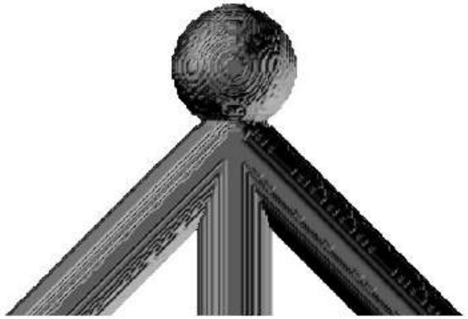
次の Terminal type 動脈瘤のなかで、最も破裂しやすいものはどれか？
（全て、母血管：3mm、側枝：3mm、Dome：5mm、Neck：3mm とした。）

A.

B.



C.

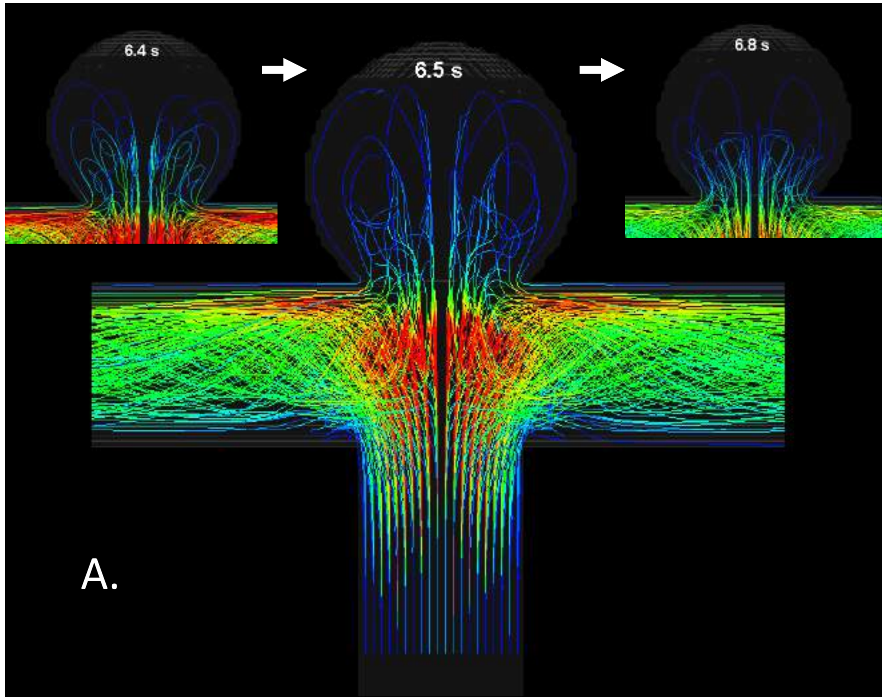


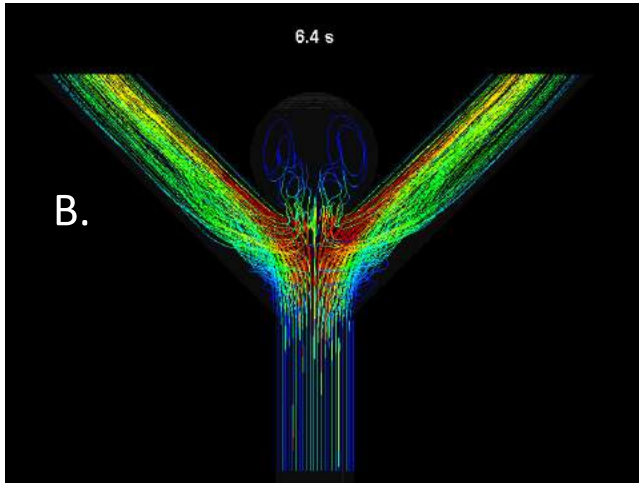
D.

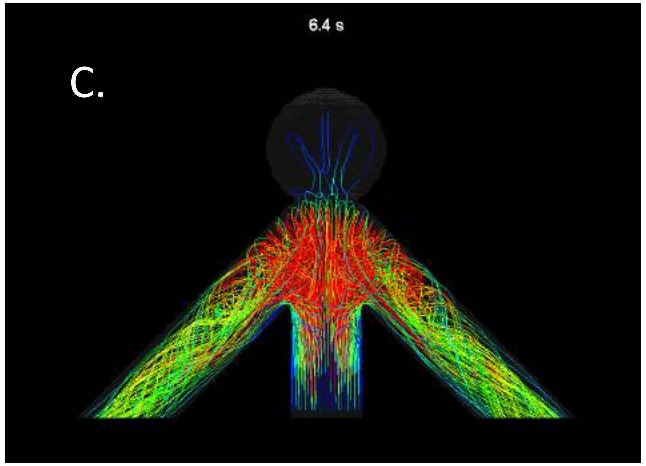
E.

F.

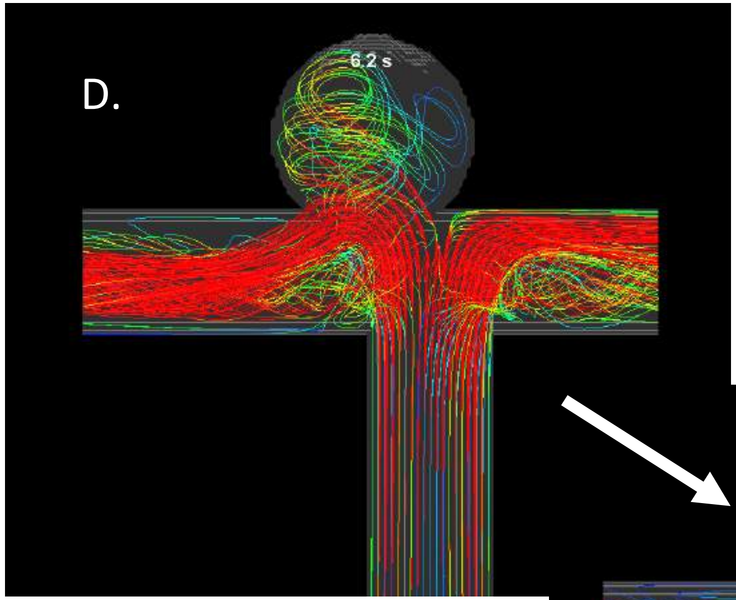
Results

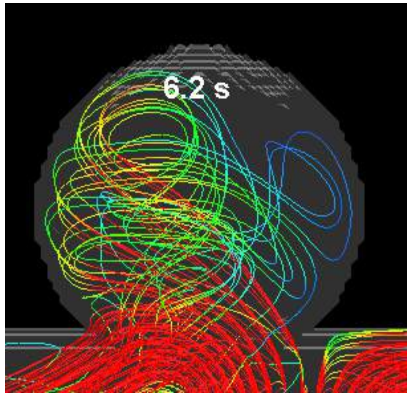




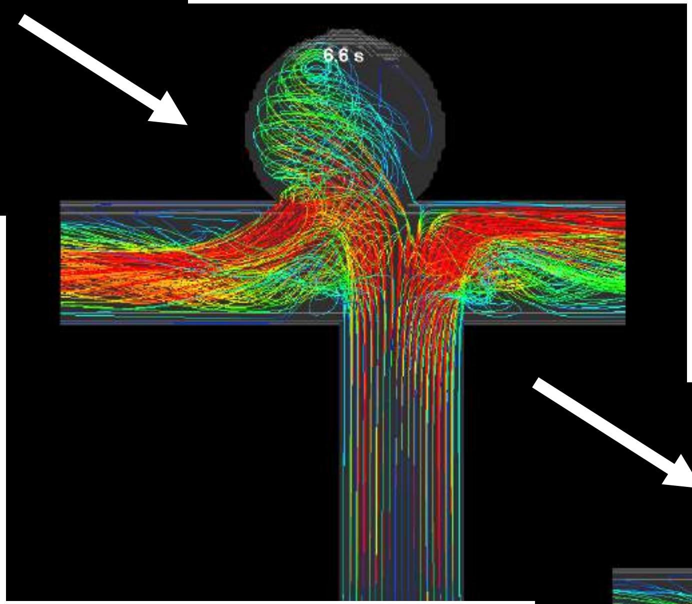


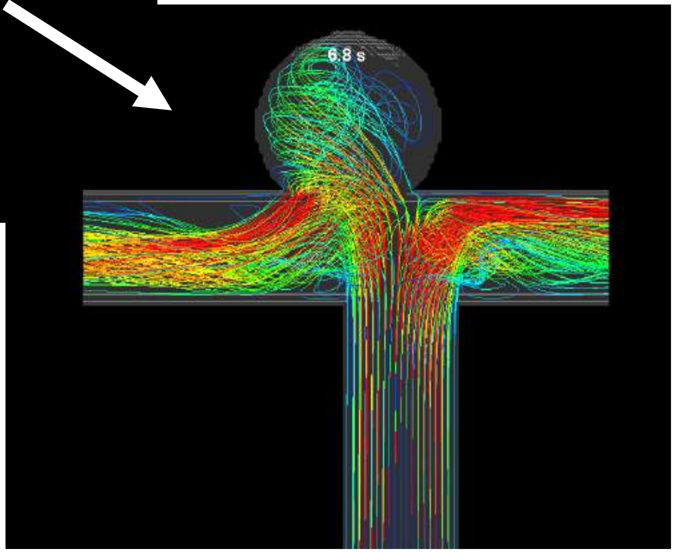
左右対称なものでは、瘤内血流は
きれいな流線を描いて流出していき、
瘤内に強いストレスはかからない。



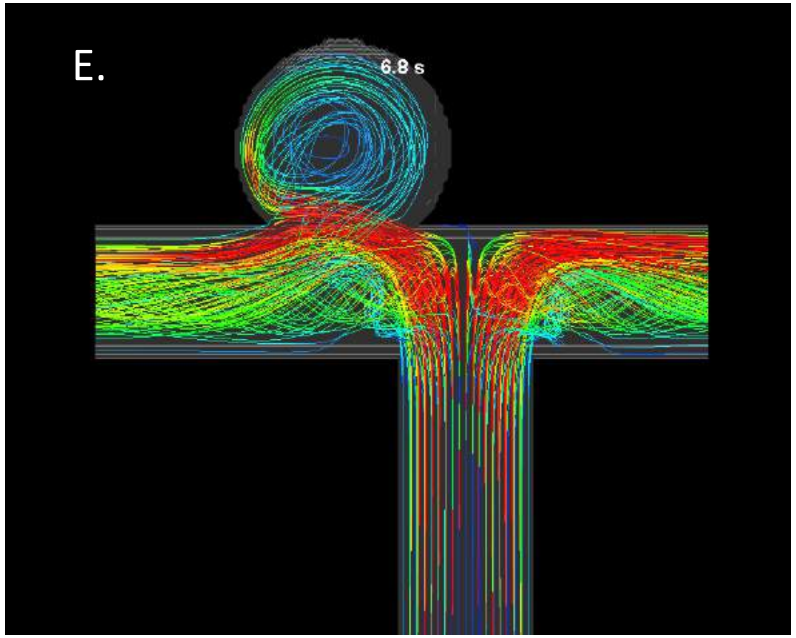


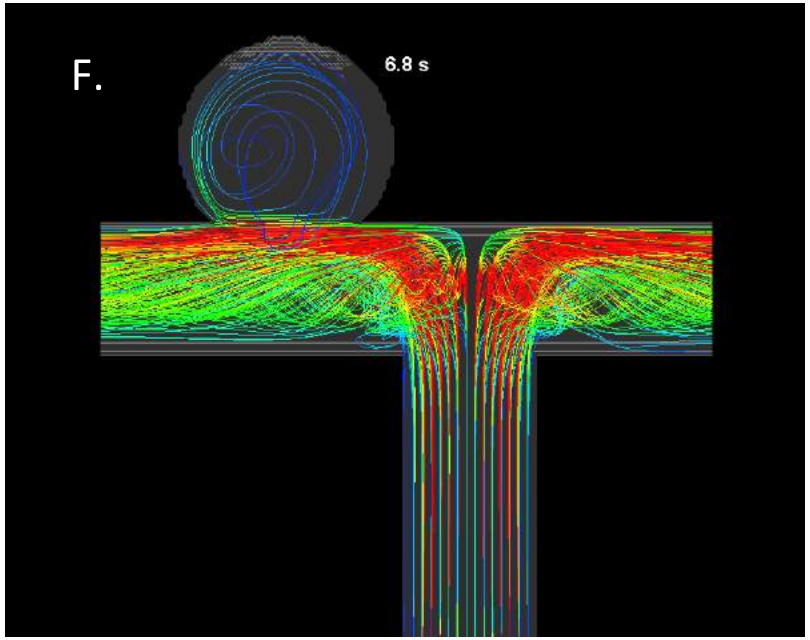
二次流れ





母血管とNeckがずれて重なると、瘤内の
流線は複雑になり、二次流れが発生する。





母血管とNeckが完全にずれると、流線は瘤内を一周して
きれいに流出する。

E. では、in flow zoneの瘤壁にやや強いストレスがかかる。
F. では、一度瘤から流れ出た遅い流れ（青色）が、もう一度瘤内へ
引き込まれる。(pooling)

Numerical results of the structure in Poincaré sections of 3D steady lid-driven cavity flows

Outline

1. How to obtain Poincaré sections

3D steady lid-driven cavity flows : Formulation, Numerical methods)

the velocity field streamlines Poincaré sections

2. Poincaré sections

Poincaré sections at Re=100, 200, 300

Poincaré sections and the phase space of the Hamiltonian system

resonances

3. Concluding Remarks

流体は、どんな流れだと混じるのか？

非定常な流れにしないと混じりは悪いのか？

2次元の定常な有限領域の流れは混じらない。

⇨ 非定常な流れ、洗濯機のように回転方向を時間的に代える

非圧縮条件による流線と力学系との関係

Wittaker：
A Treatise on the Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies(1917)

Arnold:　Dynamic Systems(1985)

Lie-**Konig theorem**　**不変量に関する定理**

The phase space of the Hamiltonian system

the solenoidal velocity vector field
of the steady incompressible fluid

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

$\Updownarrow$

a non-autonomous Hamiltonian system
of one-degree-of-freedom

generalized coordinates (x^1, x^2, x^3)
the contravarinat components of the velocity (v^1, v^2, v^3)
the determinant of the metric tensor g

$$\longrightarrow \quad q = x^1,\ p = \int_0^{x^2} \sqrt{g}\, v^3(x^1, x^2, \tau)\, dx^2,\ \boldsymbol{\tau} = x^3$$

the Hamiltonian $H = \int_0^{x^2} \sqrt{g}\, v^1(x^1, x^2, \tau)\, dx^2 - \int_0^{x^1} \sqrt{g}\, v^2(x^1, 0, \tau)\, dx^1$

the Hamilton's equations of motion

$$\frac{dq}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad \frac{dp}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial q}$$

the solenoidal condition

$$\frac{\partial}{\partial x^i}\left(\sqrt{g}\, v^i\right) = 0$$

$$\frac{dx^1}{dx^3} = \frac{v^1}{v^3}, \quad \frac{dx^2}{dx^3} = \frac{v^2}{v^3}$$

$\Longleftrightarrow$ **流線の方程式**

$$\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v} = \frac{dz}{w}$$

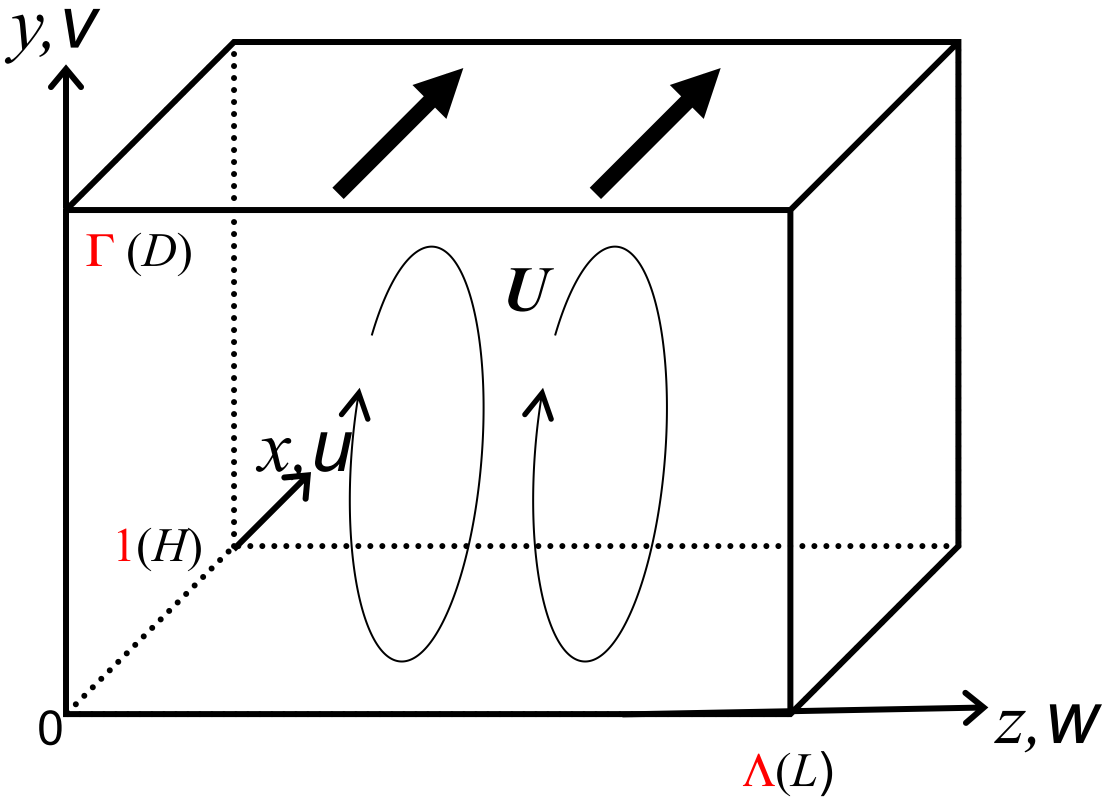
coordinate (x,y,z)

velocity $\mathbf{u}=(u,v,w)$

1.1 空洞内流れの概略図

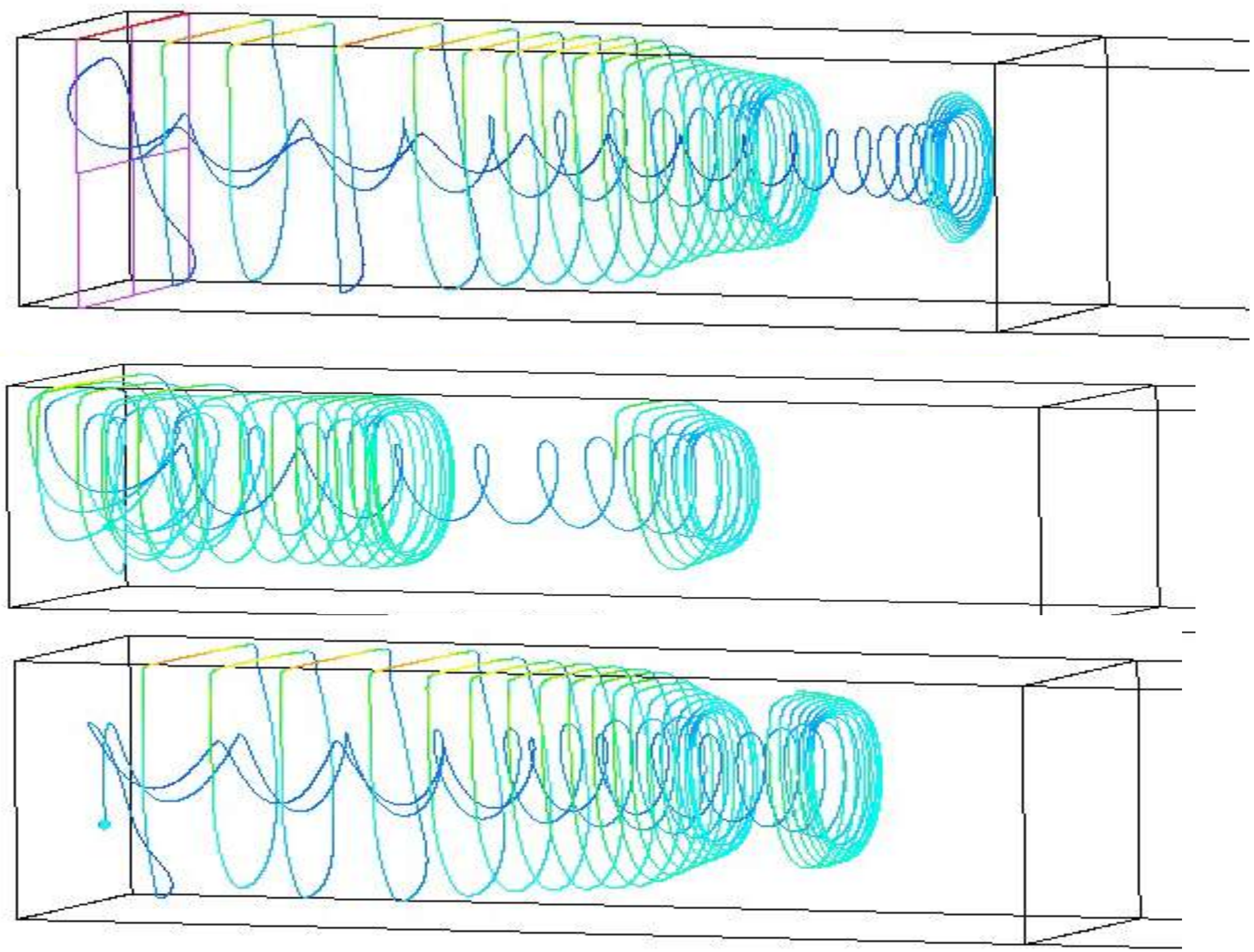
parameters

- **aspect ratio :Γ=*D*/*H***
- **spanwise aspect ratio:**
  Λ=*L*/*H*
- **Reynolds number :**
  Re=*HU*/ν



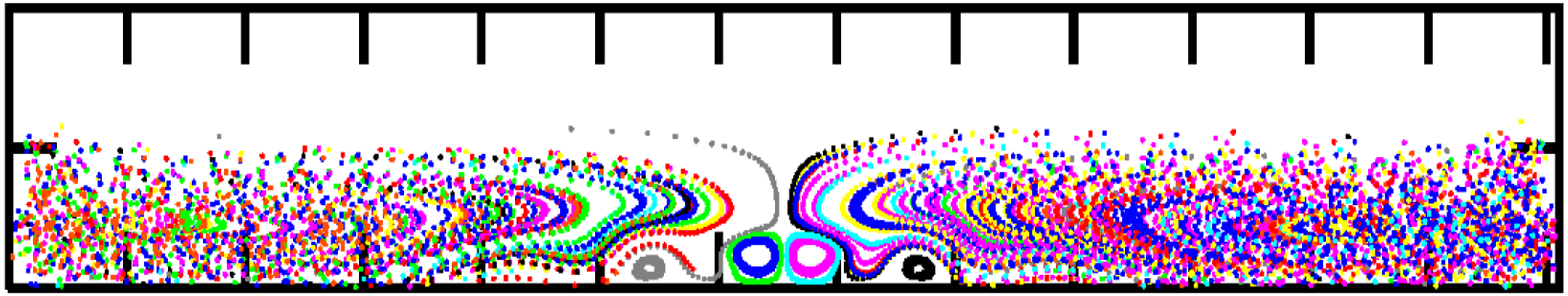
3-D lid-driven square cavities

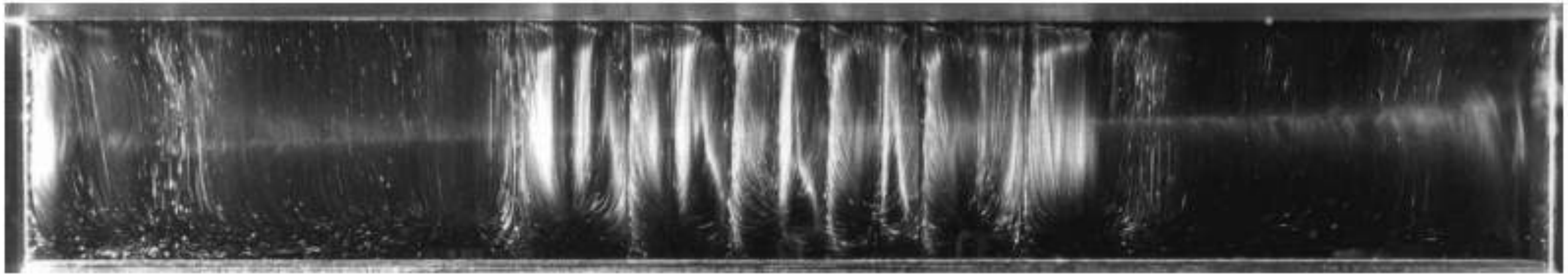
Typical Streamlines (part)
(Λ=6.55,Re=850)



center

Poincaré section at $x = 1/2$ (Λ=6.55,Re=850)全体

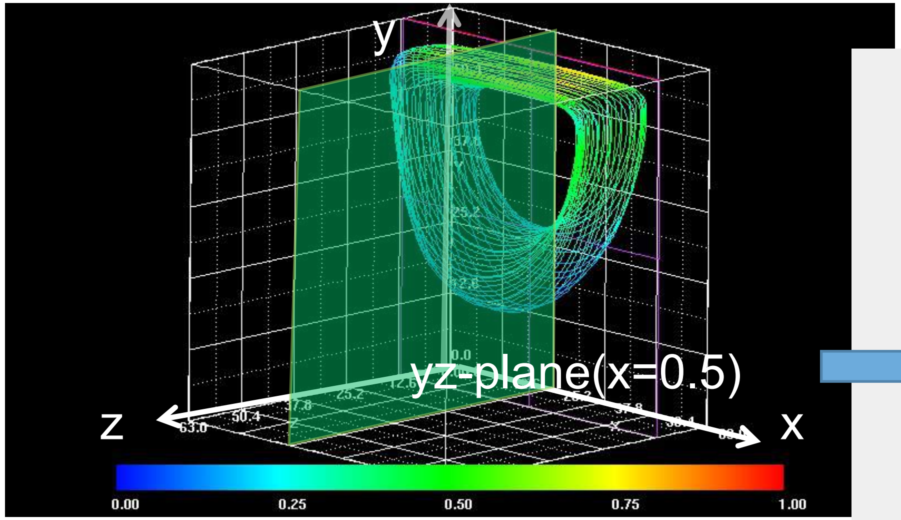


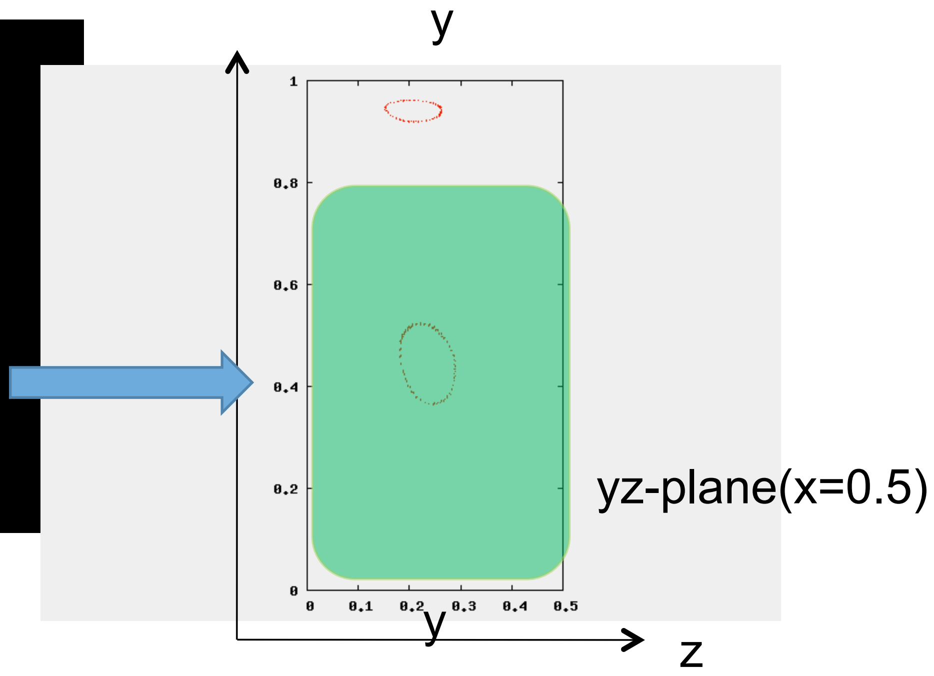


Article: Three-dimensional Centrifugal-flow instabilities in the Lid-drivencavity Problem
S. Albensoeder · Hendrik C. Kuhlmann · Hans J. Rath
[Show abstract]
Full-text · Article · Jan 2001 · Physics of Fluids

もっとゆっくりした流れ

Streamlines → **Poincaré sections**





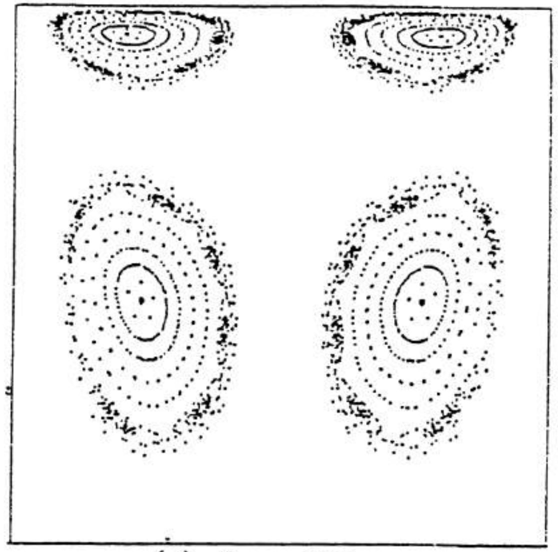
Ishii & Iwatsu(1989) Γ=1.0, Λ=1.0

All streamlines → chaotic 300<*Re*<400

steady → unsteady *Re*=2000~3000

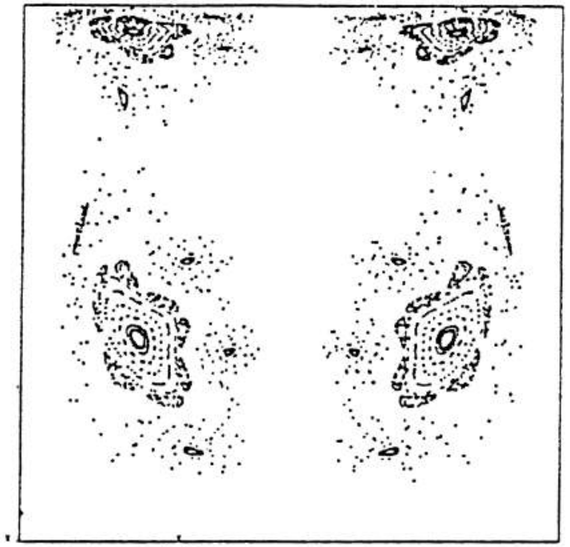
Poincaré sections at $x = 0.5$

***Re* = 100**



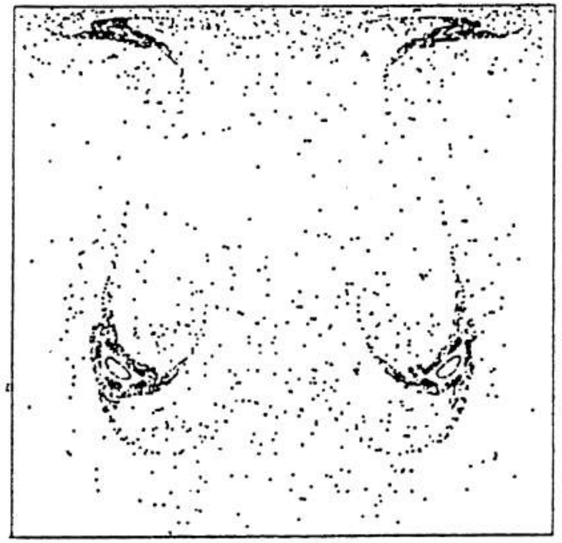
(a) $Re = 100.$

***Re* = 200**



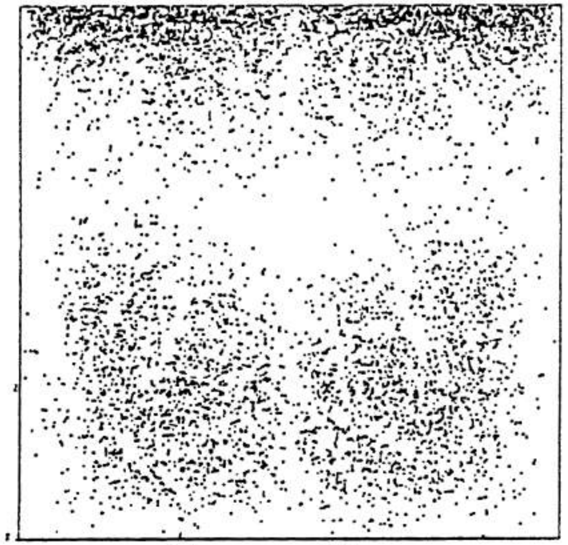
(b) $Re = 200.$

***Re* = 300**



(c) $Re = 300.$

***Re* = 400**



(d) $Re = 400.$

81x81x81
Grid-clustering
near boundary
3RD ORDER FD

Γ=1, Λ=1

Poincaré sections at $x = 0.5$

3:1 resonance

Ishii, Iwatsu, Kambe and Matsumoto (1989)

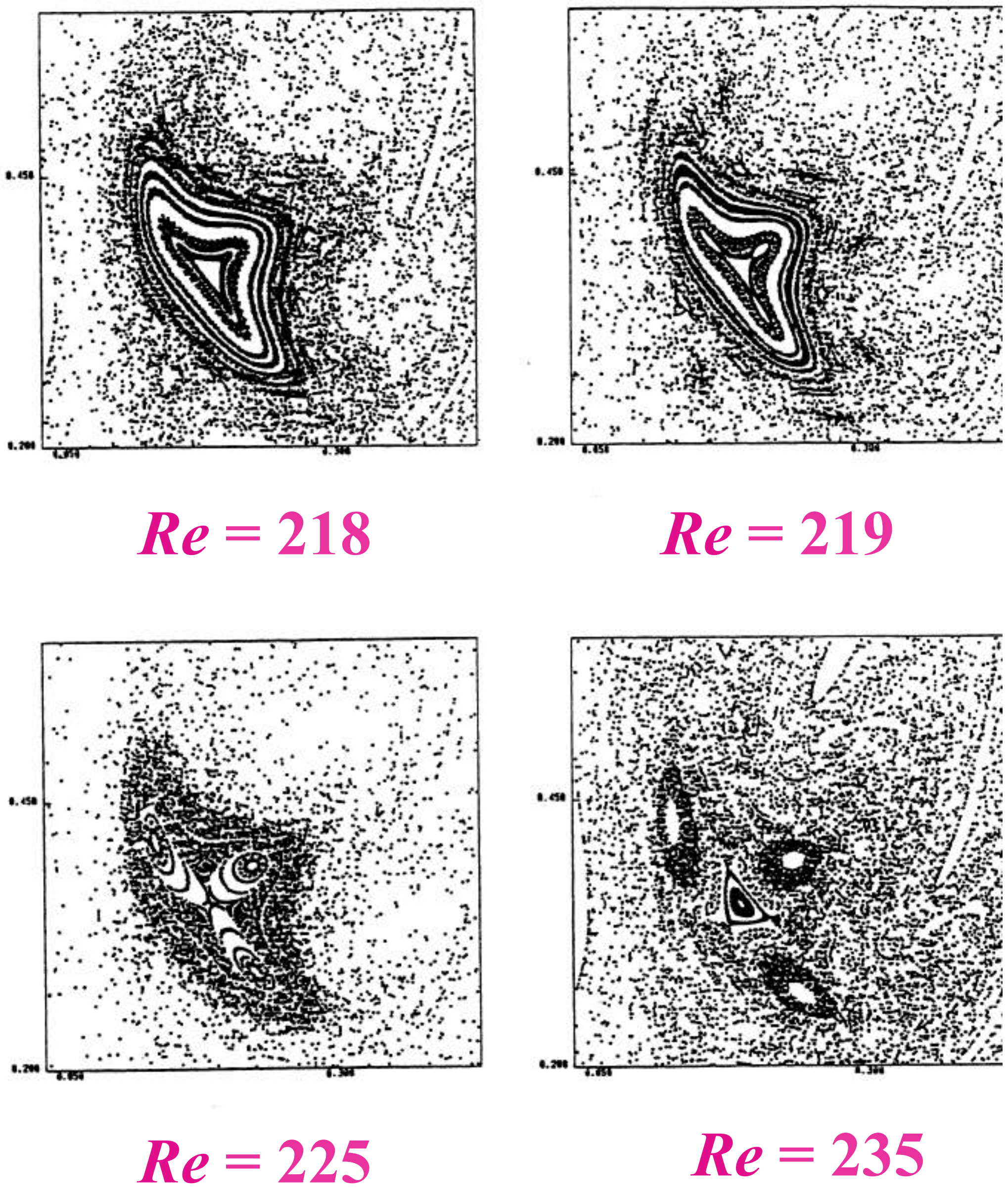


Figure 5. Poincaré sections near the 3 : 1 resonance (in the left lower quadrants).

2. Poincaré sections

Parameters

Γ= 0.4,0.5, **0.6,1.0, 1.4**

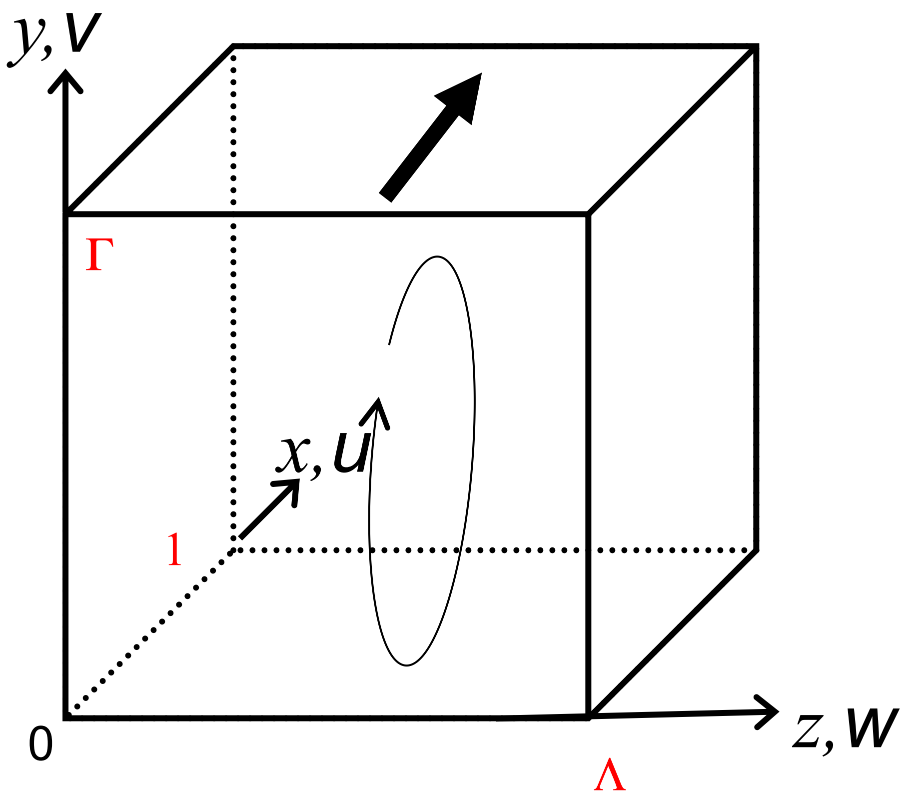
Λ=1.0,6.55

***Re* =100-500**

grid points 121×(120×Γ +1)

×(120×Λ+1)

mesh size=1/120



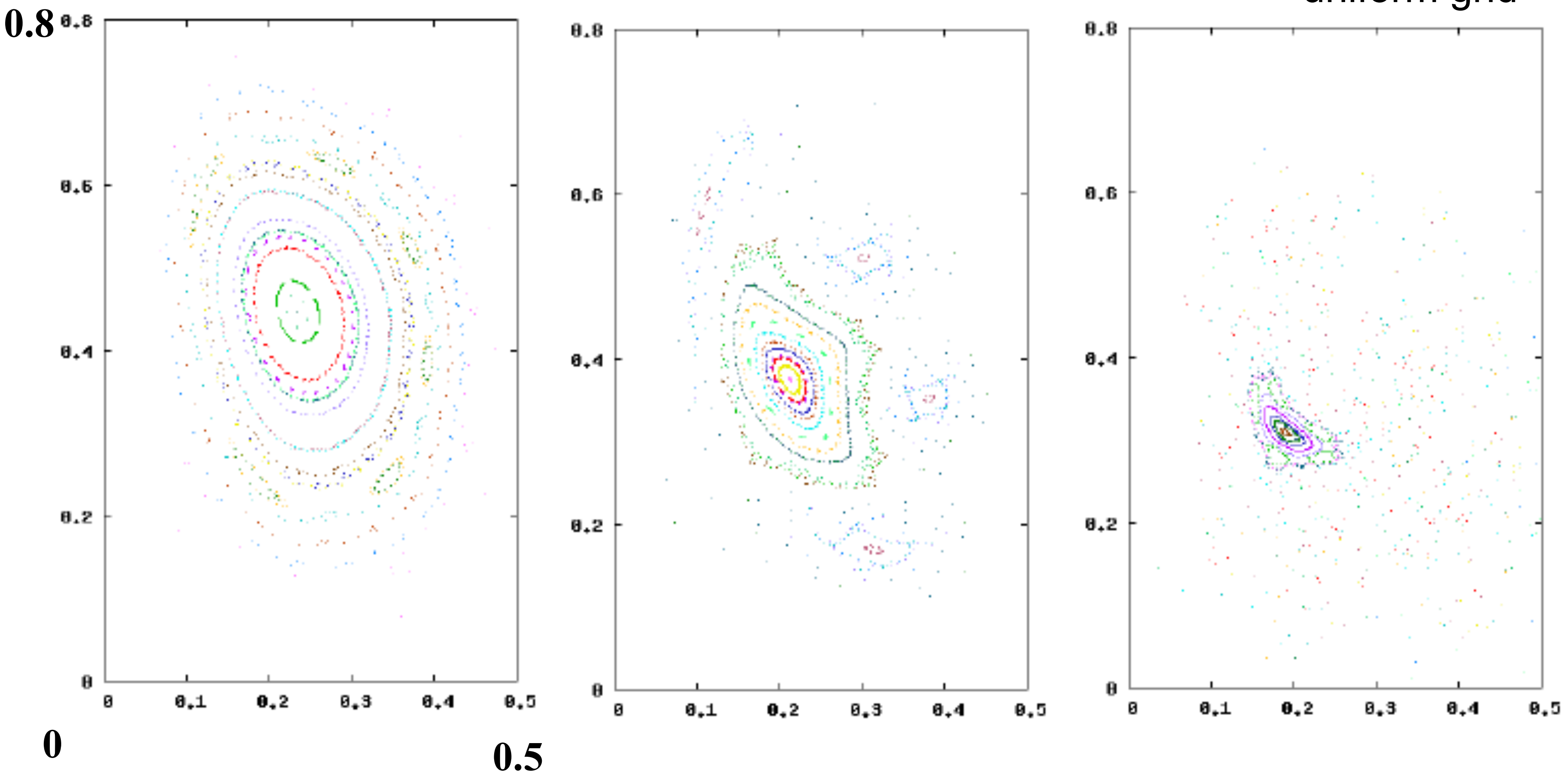
2.1 Poincaré sections at Re=100, 200, 300

Γ= 0.6,1.0, 1.4 Λ=1.0

Γ=1.0, Λ=1.0

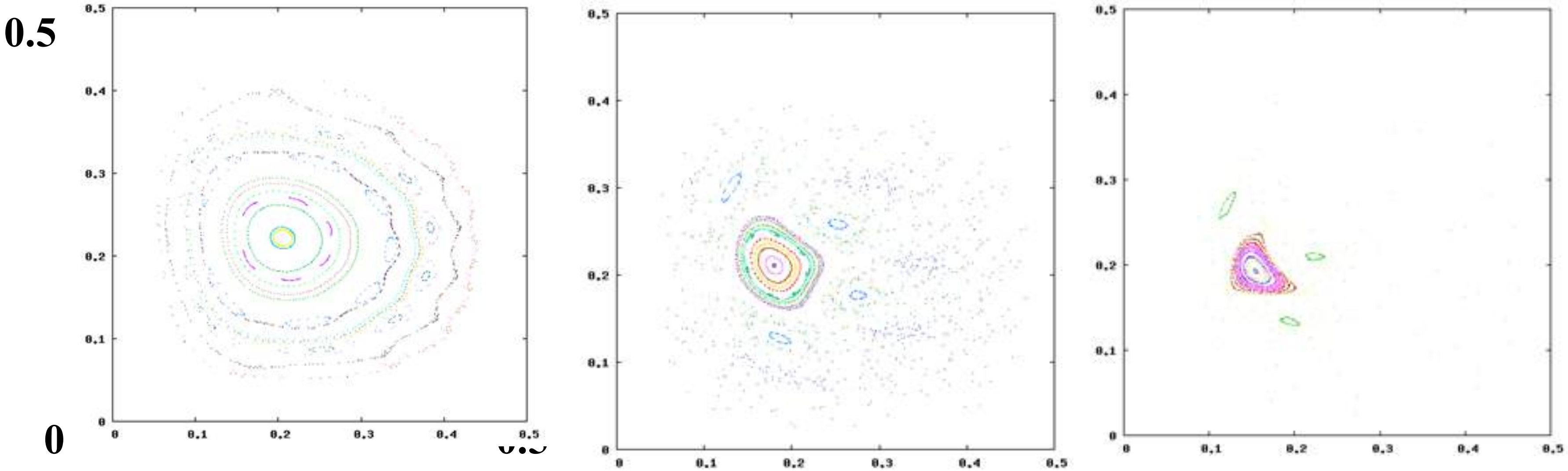
Poincaré sections at x = 0.5

121x121x121
CCD
uniform grid



$Re = 100$ $Re = 200$ $Re = 300$

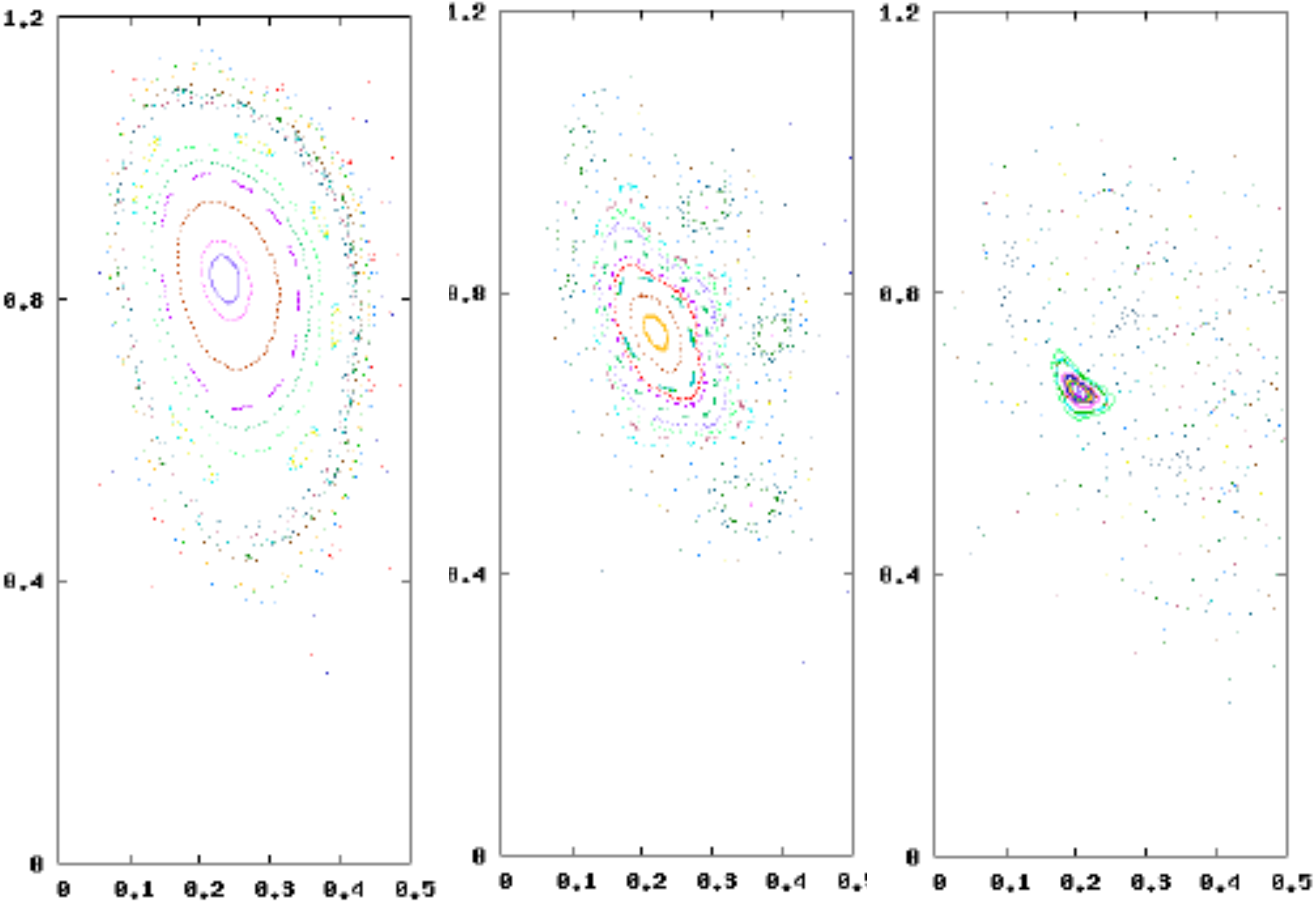
Γ=0.6, Λ=1.0 **Poincaré sections at $x = 0.5$**



$Re = 100$ $Re = 200$ $Re = 300$

Γ=1.4, Λ=1.0

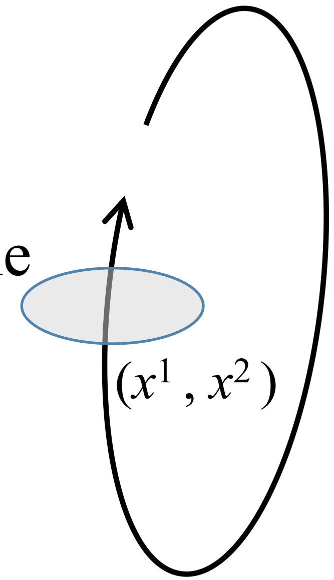
Poincaré sections at x = 0.5



Re = 100 Re = 200 Re = 300

In the steady incompressible cavity flows

$$\begin{cases} \text{a closed orbit} \Longleftrightarrow \text{the } x^3 \text{ axis} \\ \text{a plane transversal to the } x^3 \text{ axis} \Longleftrightarrow \text{the } (x^1, x^2) \text{ plane} \end{cases}$$



$$\begin{cases} q = x^1 \\ p = \int_0^{x^2} \sqrt{g}\, v^3 dx^2 = Cx^2 + O\left(\left(x^2\right)^2\right), \qquad C = \sqrt{g_0}\, v_0^3 \end{cases}$$

the (x^1, x^2) plane at a fixed value of x^3 $\Longleftrightarrow$ the phase space (p,q)

with a scale transformation

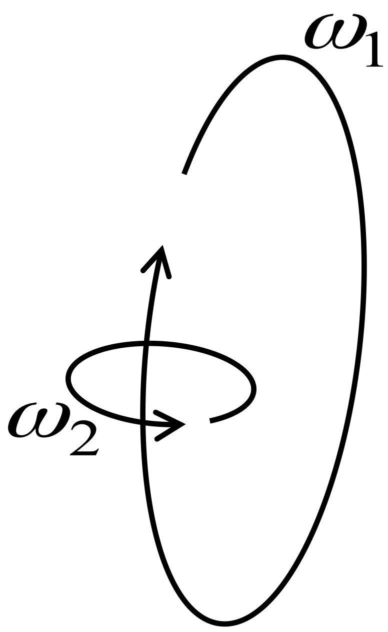
the Poincaré section of the vector field in the cavity

$\Updownarrow$

the phase space of the Hamiltonian system two frequencies

ω_1 the motion along the x^3 axis

ω_2 the rotating motion in the (x^1, x^2)-plane



the ratio ω_1 / ω_2

irrational →closed curves (tori)
rational→island structures

共鳴条件

The normal form of the Hamiltonian system

for the resonance $\omega_1 : \omega_2 = k : 1$

$$H_k = -\delta\rho + A\rho^2 + \cdots + B\rho^{k/2}\cos(k\psi) + \cdots$$

$\rho = \sqrt{p_1^2 + q_1^2}, \psi$ conjugate variables

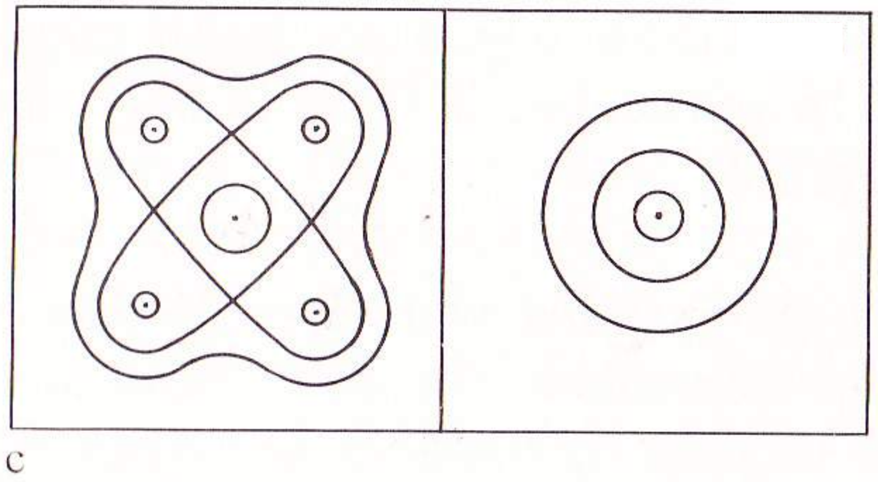
$\delta = \omega_2 - \omega_1 / k$ resonance detuning

When $\delta = 0$, the point $\rho = 0$ is stable for k > 4.

For k = 4, if A > B the point $\rho = 0$ is stable

理論による位相図

4:1 共鳴



V.V.Arnold *et al.* (2002,2006)

The normal form of the Hamiltonian system

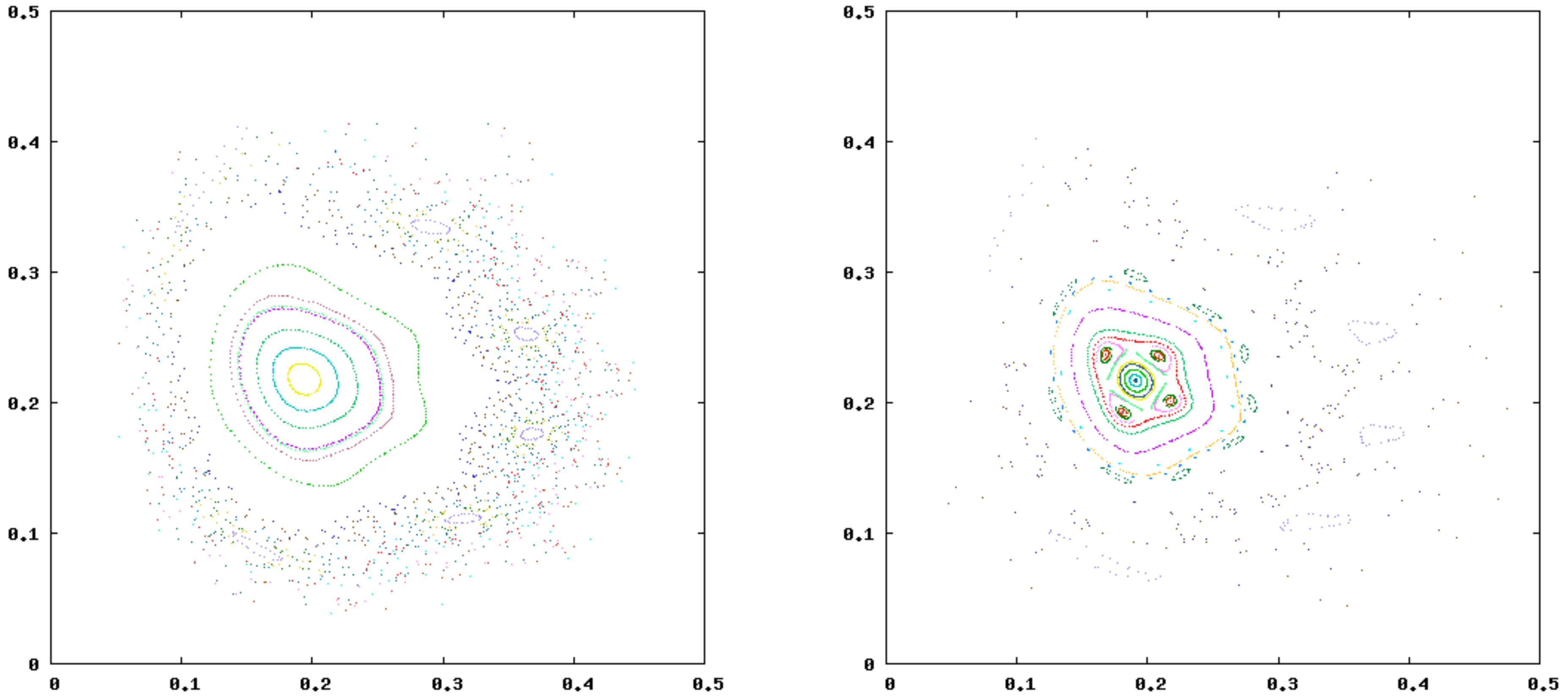
$$H_4 = -\delta\rho + \rho^2(\mathrm{A} + B\cos(k\psi)) + o(\rho^2)\cdots \qquad \mathrm{A} > \mathrm{B} > 0$$

The point $\rho = 0$ is stable.

計算結果

Γ=0.6,　Λ=1.0

Poincaré sections at *x* = 0.5　4:*1resonance*



***Re* = 150**　　　　***Re* = 160**

$$H_4 = -\delta\rho + \rho^2(\mathrm{A} + B\cos(k\psi)) \quad + o(\rho^2)\cdots \qquad \mathrm{A} > \mathrm{B} > 0$$

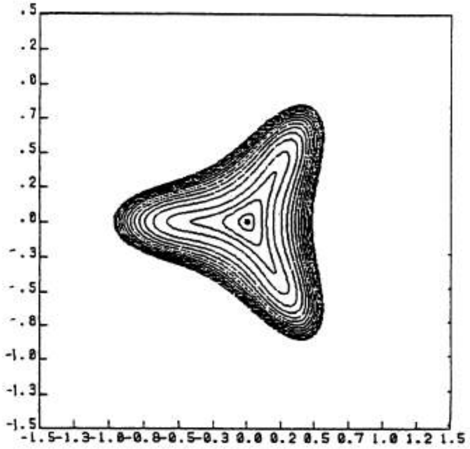
理論による位相図

3:1 共鳴

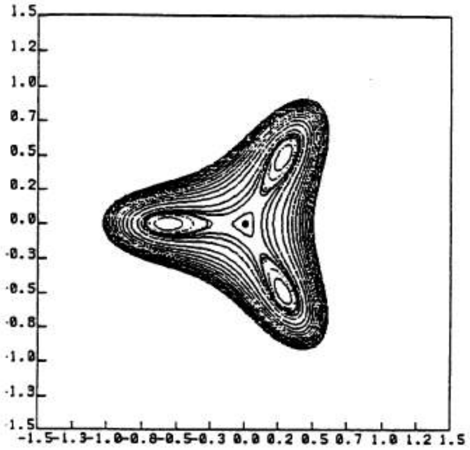
For k = 3, the point $\rho = 0$ is unstable at $\delta = 0$.

Ishii, Iwatsu, Kambe and Matsumoto (1989)

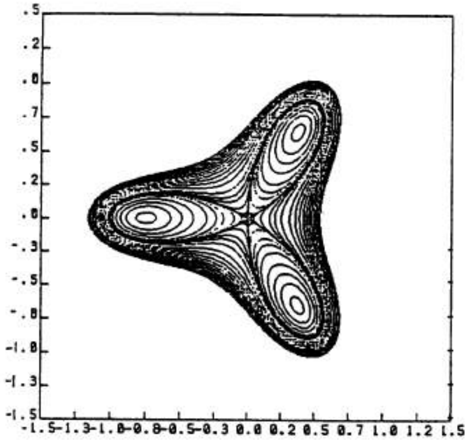
The normal form of the Hamiltonian system



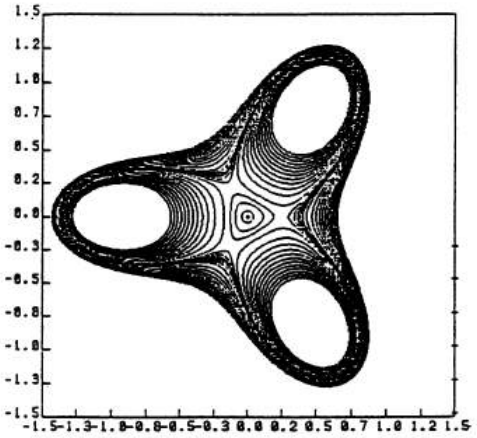
$\delta = -0.6$



$\delta = -0.4$



$\delta = 0$



$\delta = +1.0$

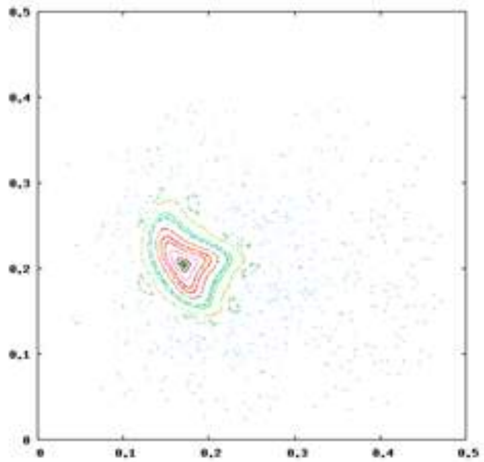
$$H_3 = -\delta\rho + B\rho^{3/2}\cos(3\psi) \quad (+\rho^2 F(\rho))$$

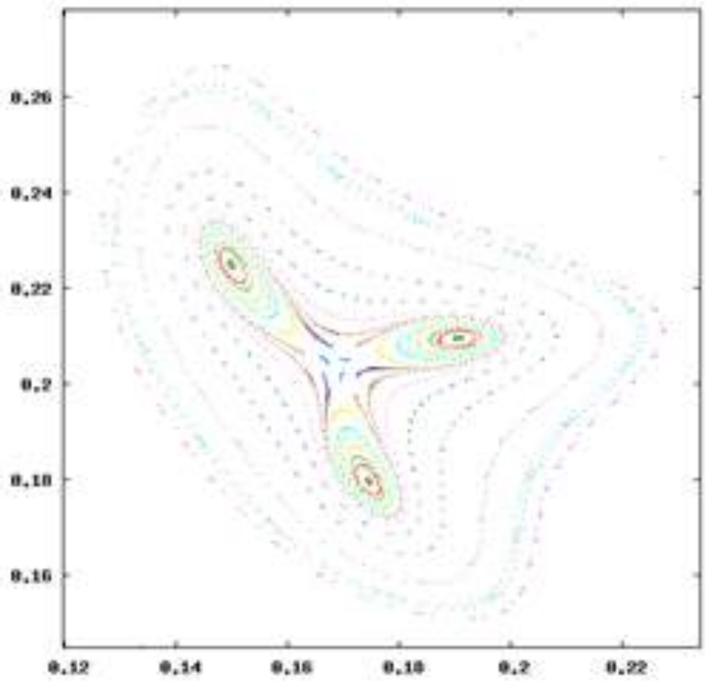
B=1, F=1

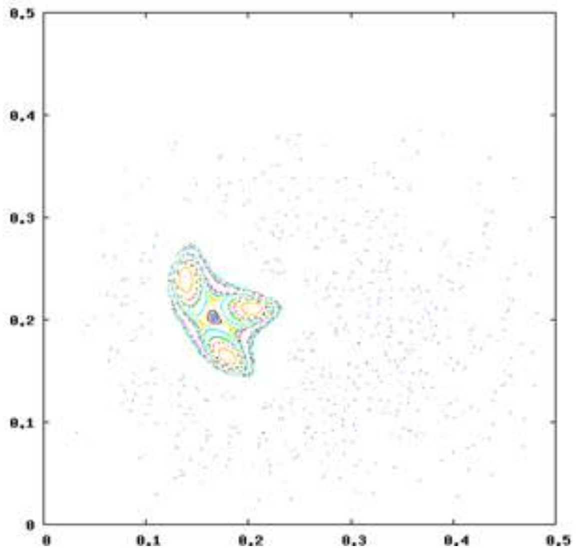
計算結果

Γ=0.6, Λ=1.0

Poincaré sections at $x = 0.5$ ***3:1resonance***







$Re = 235$

$\delta < 0$

$Re = 240$

$\delta \cong 0$

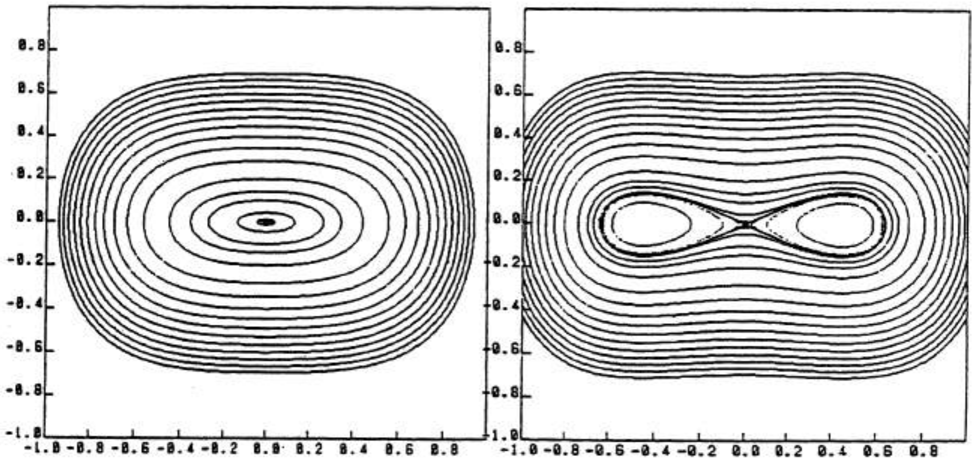
$Re = 250$

$\delta > 0$

理論による位相図

2:1 共鳴

Ishii, Iwatsu, Kambe and Matsumoto (1989)



$\delta = -0.1$ $\delta = 0.2$

Figure 8. Phase portraits near the 2 : 1 resonance obtained by the normal form Hamiltonian H_2 for $A = 1$ and $a = 1/4$.

The normal form of the Hamiltonian system

$$H_2 = -\frac{1}{2}\delta Q^2 + \frac{1}{2}AP^2 + \alpha Q^4$$

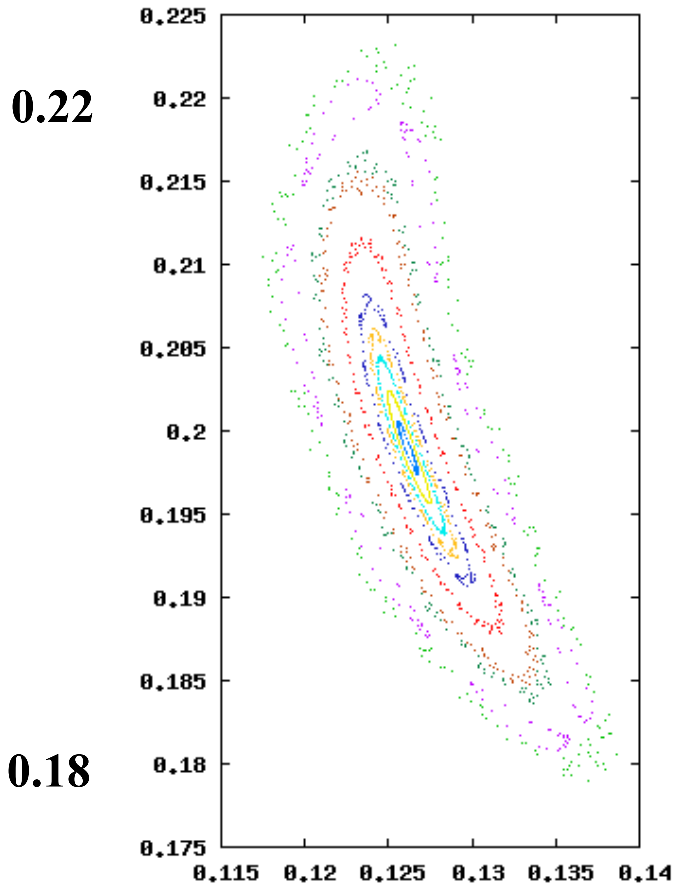
$$A = 1, \alpha = 1/4$$

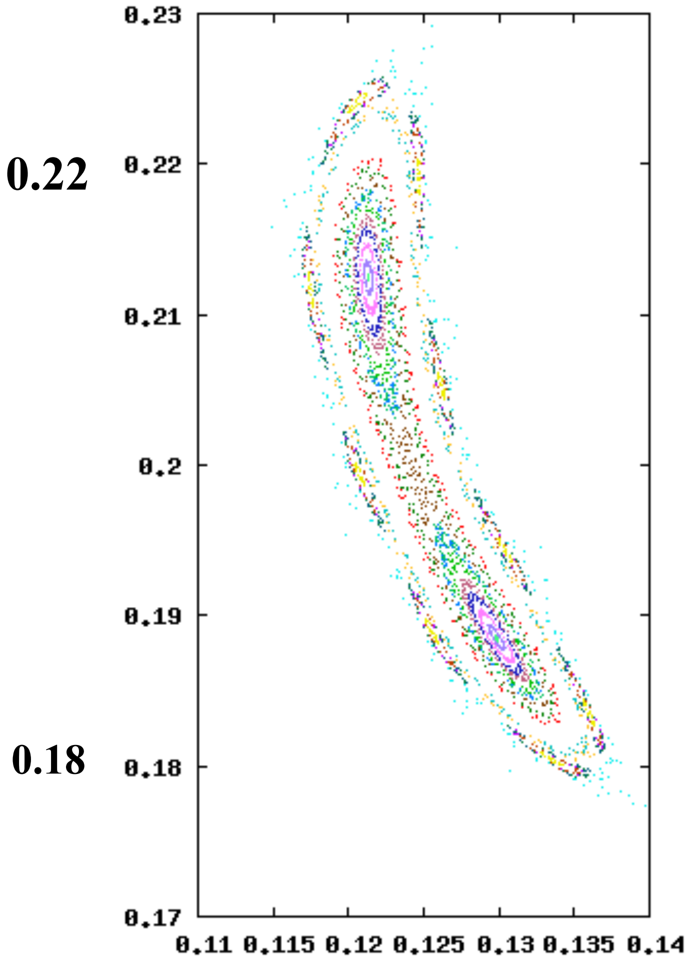
The point $\rho = 0$ is stable at $\delta < 0$.

The point $\rho = 0$ is unstable at $\delta > 0$.

計算結果

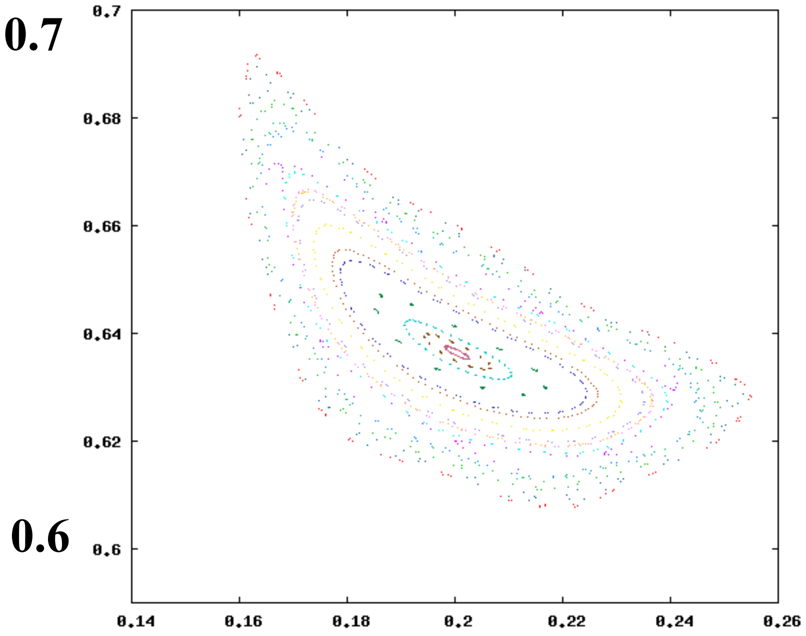
Γ=0.4,　Λ=1.0　Poincaré sections at $x = 0.5$　*2:1resonance*



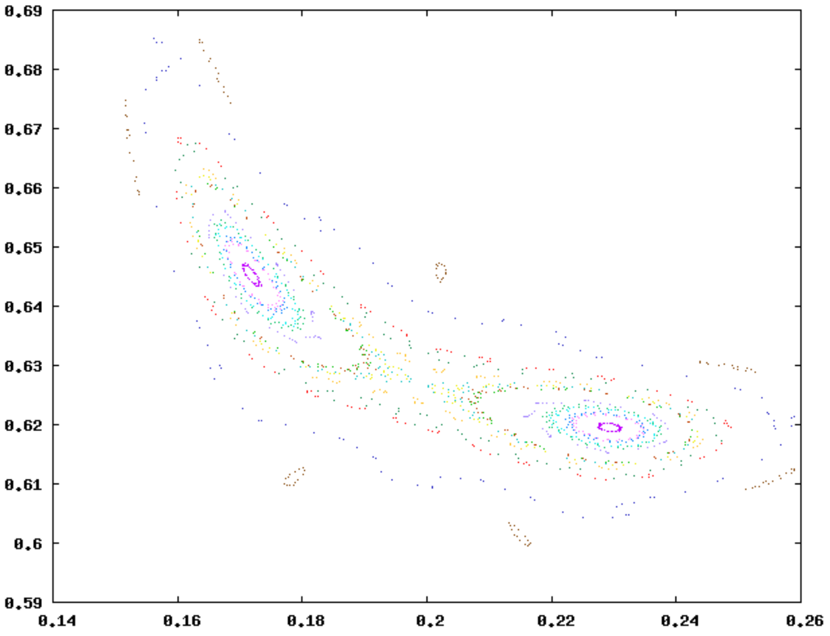


***Re* = 500**　　***Re* = 515**

Γ=1.0, Λ=1.0 Poincaré sections at $x = 0.5$ *2:1resonance*

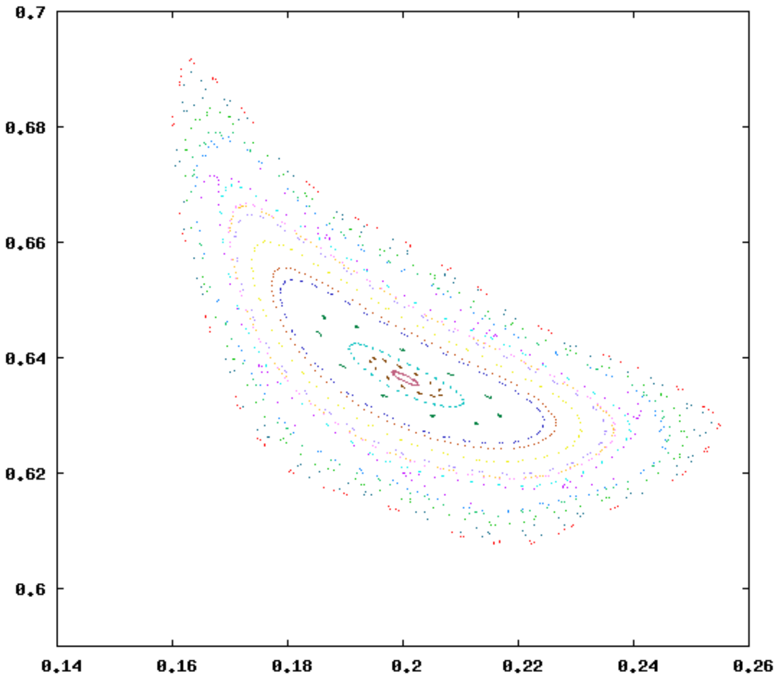


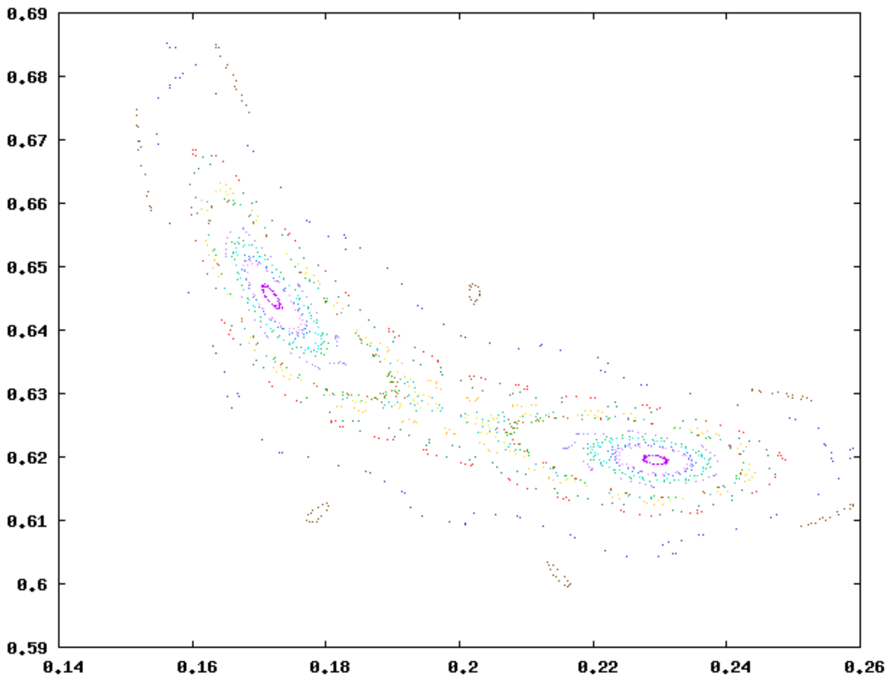
Re = 320



Re = 325

Γ=1.4, Λ=1.0 Poincaré sections at $x = 0.5$ *2:1resonance*





$Re = 335$

$Re = 350$

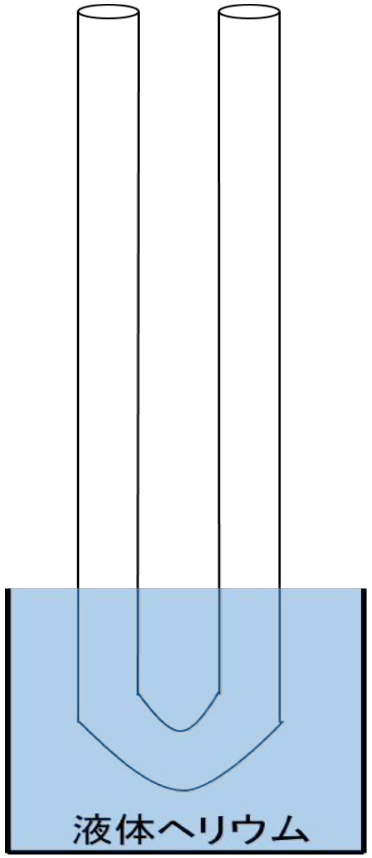
流線を使った見方

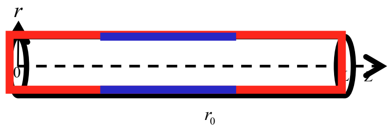
計算結果からのラグランジアン時間変化

- 熱力学量の変化は基本的に流体粒子の性質

1.3 タコニス振動の実験

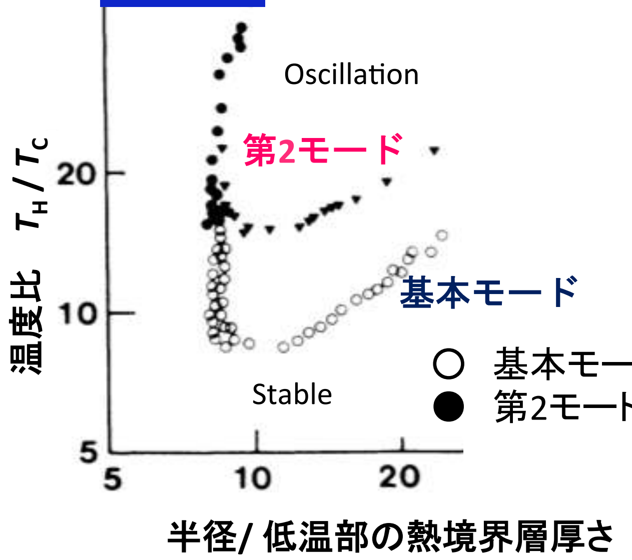
Yazakiらは、閉円管において、振動が存在する状態から静止状態へと遷移する点を求めた



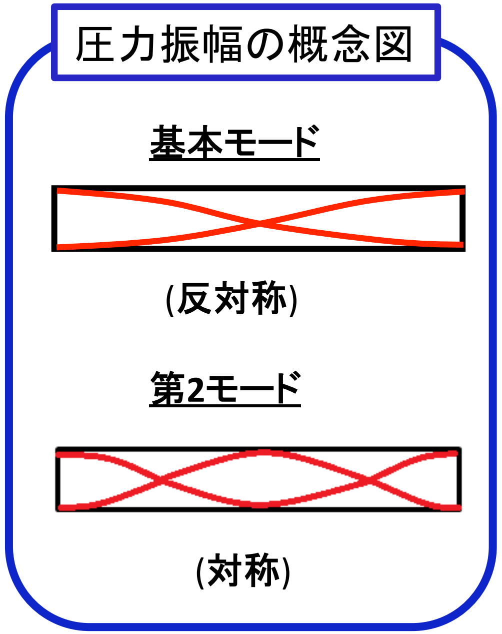


$$\xi = \frac{\text{高温部の長さ}}{\text{低温部の長さ}}$$

ξ = 0.3



T.Yazaki, A. Tominaga and Y. Narahara, J. Low Temp. Phys. **41**, 45(1980)



ξ = 0.3の時、複数の振動モードが存在する

4. 結果

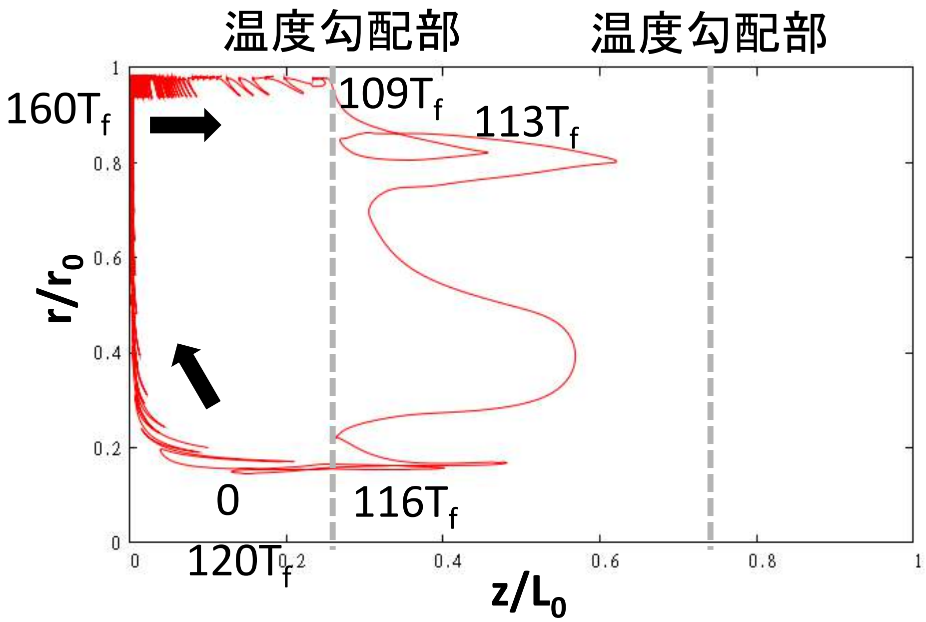
ξ = 1.0（基本モード）

初期･･･管の左端の圧力が最低値になる時刻

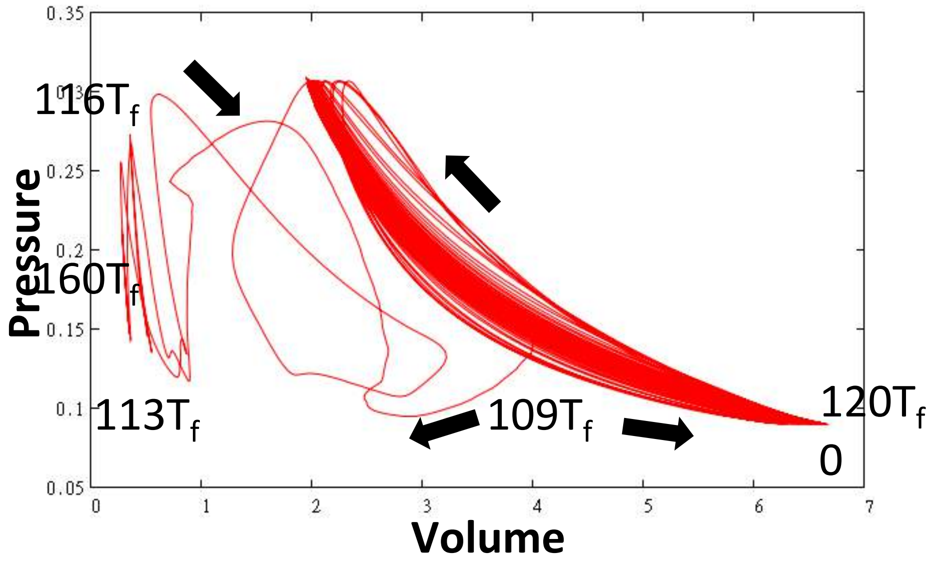
<u>(r,z)=(0.2,0.1)の時、粒子の軌跡、圧力と体積の時間変化</u>

($0T_f$-$160T_f$)

粒子の軌跡



圧力と体積の時間変化

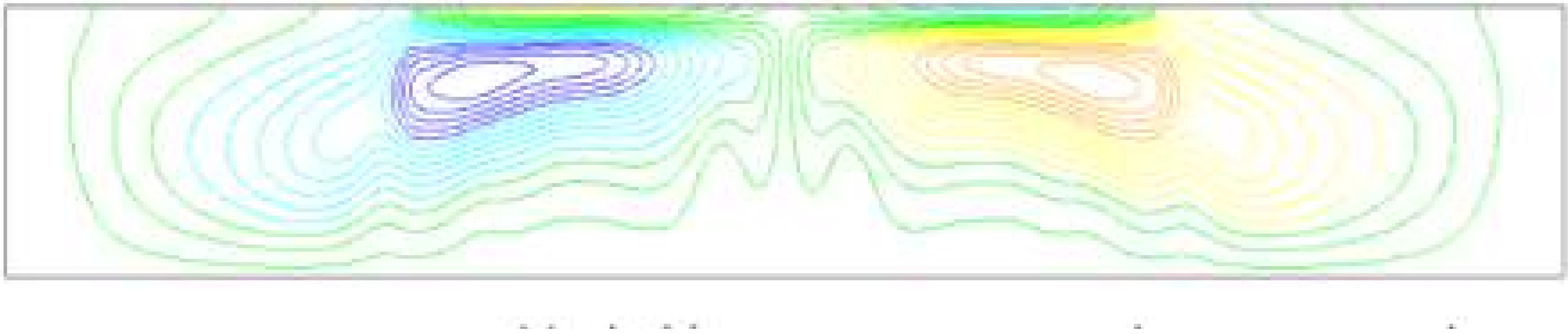


この粒子は、
0-108T_fの間、高温部を通過し
109T_f-112T_fの間、温度勾配部を通過し、
113T_f-115T_fの間、低温部付近を通過し、
116T_f-117T_fの間、温度勾配部を通過し、
118T_f-160T_fの間、高温部を通過している

振動流の効果をとった二次流の流線

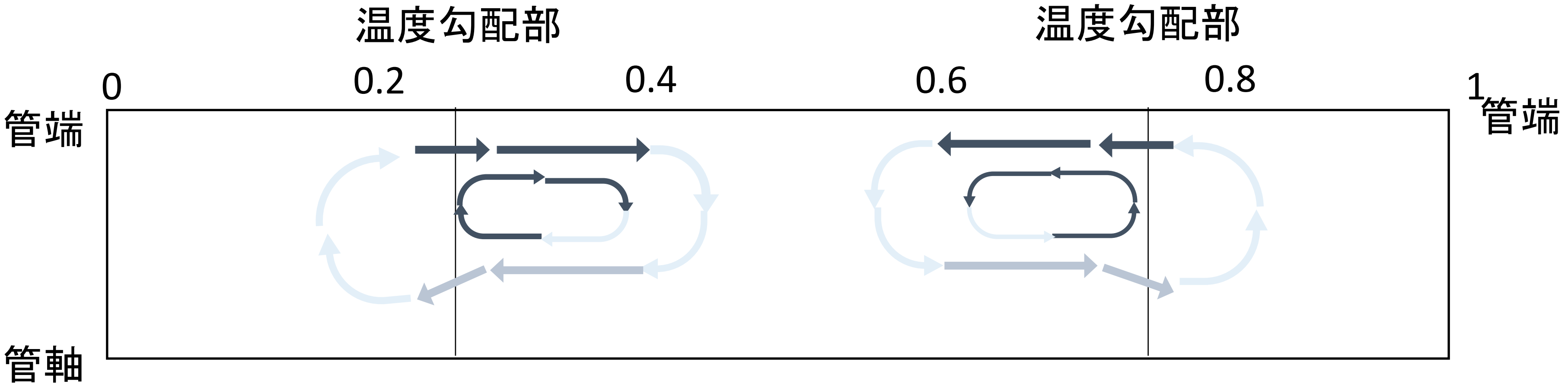
基本モード

$(\rho wr, \rho vr)$の定常圧縮性流体の軸対称流線

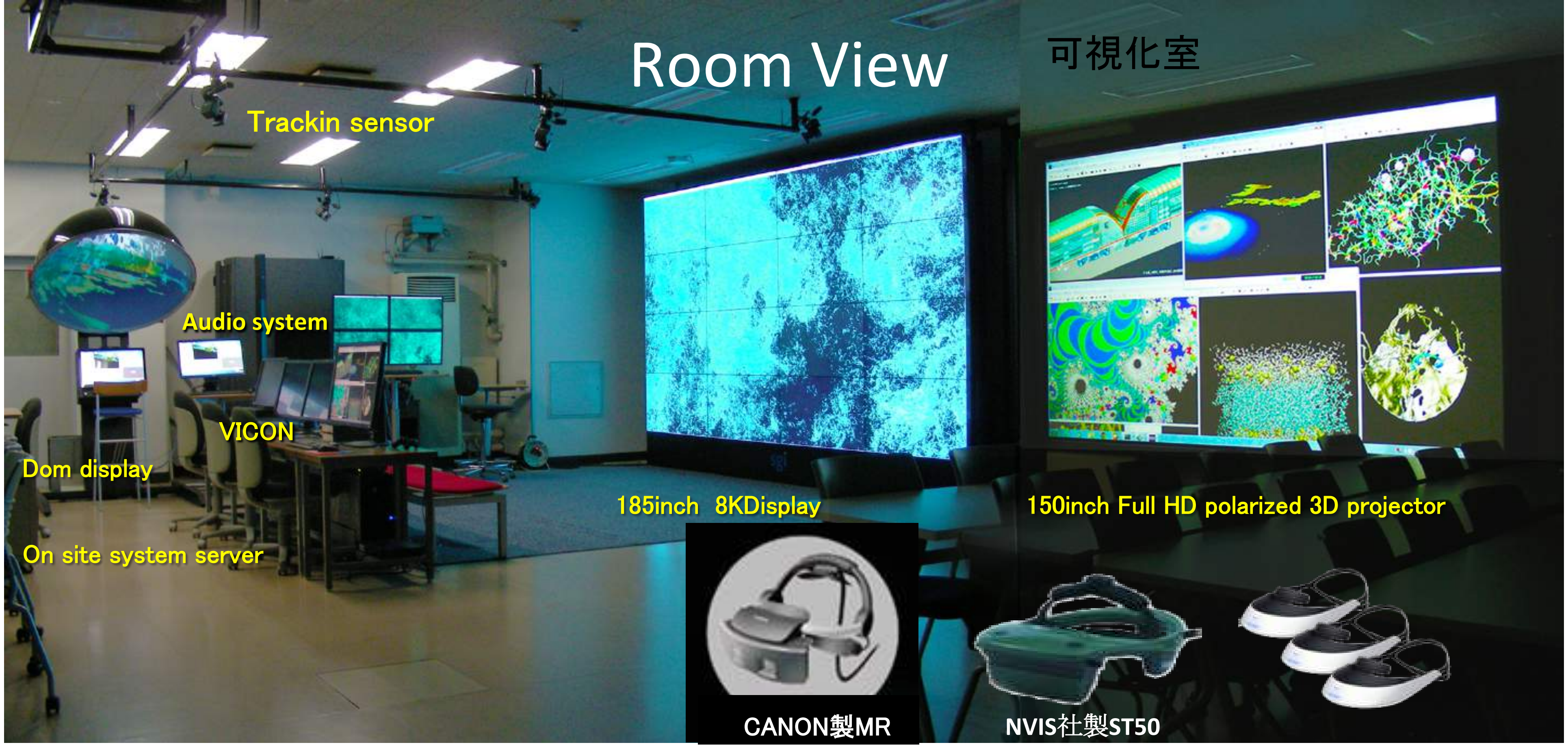


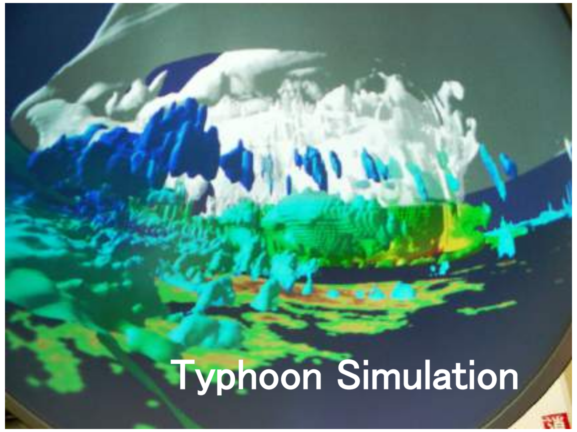
ξ = 1.0（基本モード）

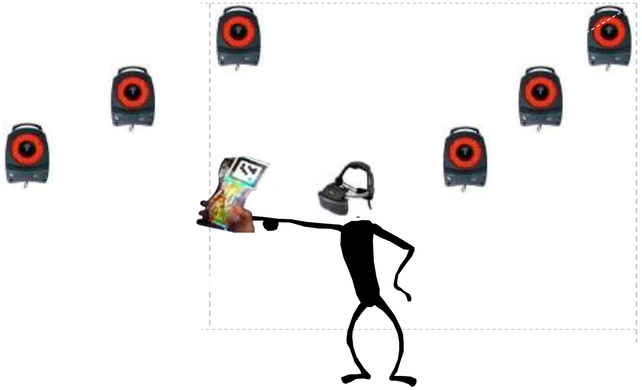
$(\rho u_r r, \rho w r)$の軸対称平均流線の概略図



<table>
<tr><td rowspan="2"></td><td rowspan="2">高温部</td><td colspan="2">温度勾配部付近</td><td rowspan="2">低温部</td></tr>
<tr><td>管軸付近</td><td>管壁付近</td></tr>
<tr><td>仕事</td><td>音→熱</td><td>熱→音</td><td>音→熱</td><td>仕事をしない</td></tr>
</table>







Mixed Reality

気がついたこと

ハイビジョン画像1920x1080ピクセル
で約30年間コンピュータ画像を考える
ので済んでいた

やっと8K画像の時代

新しい発想の画像を